

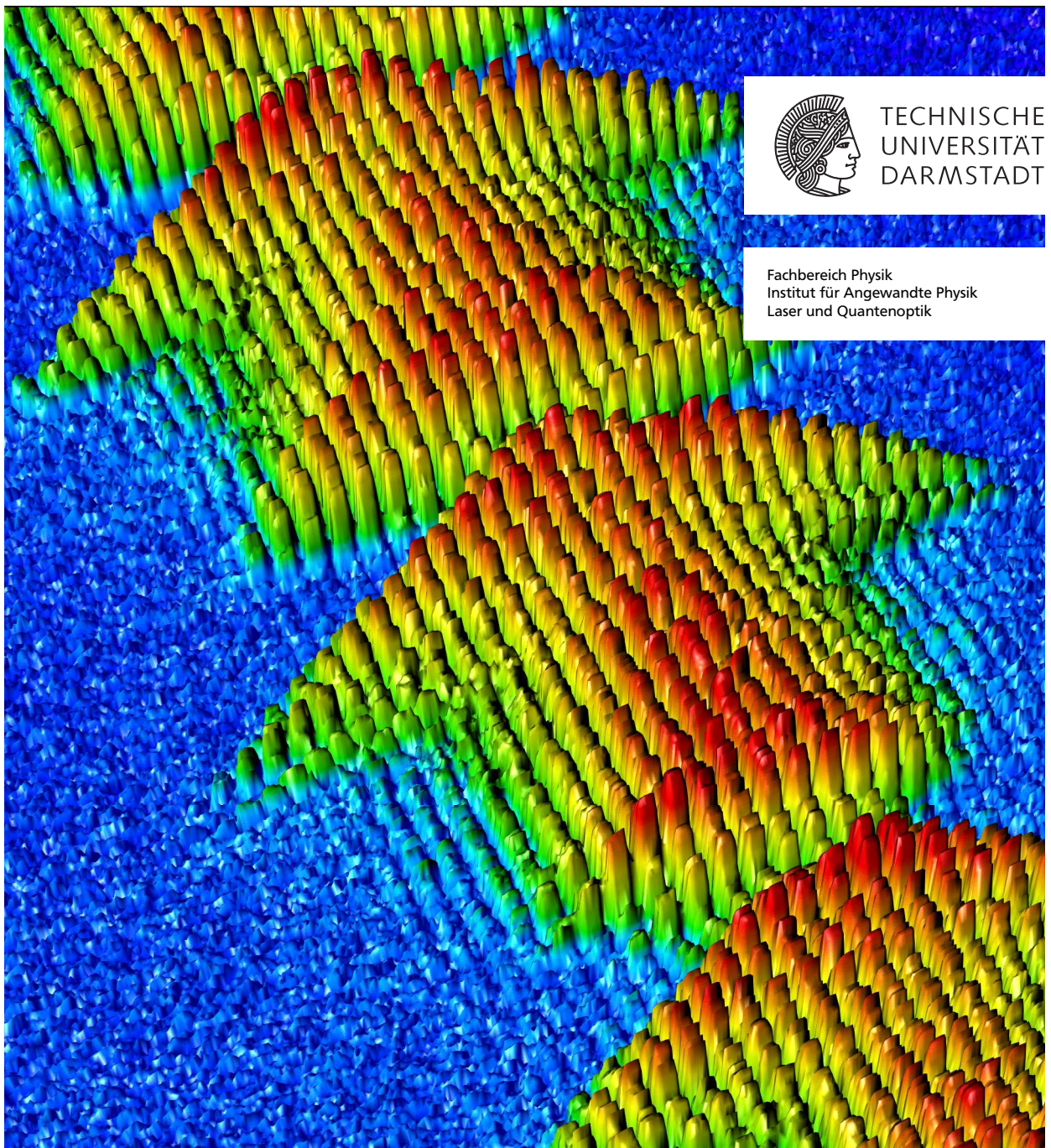
# Lasersystem zur Kühlung relativistischer $C^{3+}$ -Ionenstrahlen in Speicherringen

Laser system for cooling of relativistic  $C^{3+}$ -ion beams in storage rings

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von M.Sc. Tobias Beck aus Offenbach am Main

Februar 2015 – Darmstadt – D 17



Lasersystem zur Kühlung relativistischer  $C^{3+}$ -Ionenstrahlen in Speicherringen  
Laser system for cooling of relativistic  $C^{3+}$ -ion beams in storage rings

Genehmigte Dissertation von M.Sc. Tobias Beck aus Offenbach am Main

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther

Korreferent: Prof. Dr. Gerhard Birkel

Tag der Einreichung: 18.09.2014

Tag der Prüfung: 05.11.2014

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

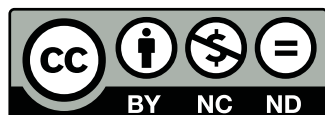
URN: nbn:de:tuda-tuprints-41938

URL: [tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/4193](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/4193)

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,  
E-Publishing-Service der TU Darmstadt

[tuprints.ulb.tu-darmstadt.de](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de)

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

[creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/](http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/)

Institut für Angewandte Physik  
Technische Universität Darmstadt



# Lasersystem zur Kühlung relativistischer $C^{3+}$ -Ionenstrahlen in Speicherringen

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte  
Dissertation

von  
M.Sc. Tobias Beck  
aus Offenbach am Main

Darmstadt 2015  
D 17





# Kurzzusammenfassung

Kalte Ionenstrahlen sind von essentieller Bedeutung für Präzisionsexperimente an Speicherringen. Nicht nur spektroskopische Experimente profitieren von der hohen Energieauflösung, sondern auch Kollisionsexperimente von der erhöhten Brillanz kalter Strahlen. Zusätzlich ist es vorstellbar, mit Hilfe kalter Ionenstrahlen exotischere Spezies sympathetisch zu kühlen. Neben der bereits lange etablierten Elektronenkühlung gewinnen gerade für hochenergetische Teilchen zunehmend auch alternative Methoden an Bedeutung. So gab es bereits in der Vergangenheit Experimente, gespeicherte Teilchen mit Hilfe von Lasern zu kühlen. Dabei kamen meist frequenzverdoppelte Argon-Ionenlaser bei 257 nm zur Anwendung, die sich wegen ihrer Ausgangsleistung im erforderlichen Wellenlängenbereich anbieten. Durch die stark eingeschränkte Abstimmbarkeit dieser Systeme war es jedoch nicht möglich, die gesamte Impulsbandbreite der Ionenstrahlen zu kühlen.

Da bisher keine kommerziellen Alternativen erhältlich sind, die auch die notwendige Abstimmbarkeit bieten, wurde in dieser Arbeit ein eigenes Lasersystem entwickelt, charakterisiert und schlussendlich bei einer Strahlzeit am Experimentierspeicherring (ESR) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) erprobt.

Das vollständig festkörperbasierte System liefert bis zu 180 mW Ausgangsleistung bei 257 nm und ist bei dieser Wellenlänge bis zu 16 GHz in 10 ms modensprungfrei abstimmbar. Durch die Verwendung effizienter Diodenlaser ist das System zusätzlich deutlich energieeffizienter als vergleichbare Argon-Ionenlaser. Die Ausgangswellenlänge von 1028 nm wird mit Hilfe eines Yb-Faserverstärkers auf eine Leistung von bis zu 16 W gebracht. Anschließend wird in zwei konsekutiven Überhöhungsresonatoren die Zielwellenlänge von 257 nm realisiert. Als Frequenzreferenz dient ein zusätzlicher Diodenlaser, der auf ein Wellenlängenmessgerät stabilisiert ist.

Dieses neue Lasersystem konnte im Rahmen einer Strahlzeit im August 2012 erstmals eingesetzt werden. Dabei wurden erfolgreich relativistische  $C^{3+}$  Ionen mit  $\beta = 0,47$  gekühlt. Erstmals war es hierbei möglich die gesamte Impulsbandbreite gebündelter Ionenstrahlen ausschließlich mit einem Laser ohne vorherige Elektronenkühlung anzusprechen. Dabei wurde im Vergleich zu vorherigen Experimenten lediglich die Frequenz des Lasers verstimmt und nicht die Bunchingfrequenz des Ionenstrahls. Die Ergebnisse für die verbleibende Impulsbandbreite waren mit  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-6}$  durch die Nachweismöglichkeiten des verwendeten Messsystems limitiert. Es konnte gezeigt werden, dass neue, abstimmbare Lasersysteme für die Kühlung relativistischer Ionenstrahlen geeignet sind und auch für zukünftige Anlagen wie SIS 100/FAIR eine bedeutende Rolle spielen können.



# Abstract

Cold ion beams are essential for many precision experiments at storage rings. While spectroscopic experiments gain from the high energy resolution, collision experiments benefit from the increased luminosity. Furthermore, sympathetic cooling of exotic species is conceivable with the aid of cold ion beams.

Besides the long established electron cooling, alternative cooling methods are gaining in importance, especially for high energy particles. In the past, experiments to cool ions with lasers were performed. Because of the matching wavelength and output power, frequency doubled Argon-ion lasers at 257 nm were used during these experiments. Due to the strongly limited scanning potential of these systems, it was not possible to cool the full inertia spread of the ion beams.

A new laser system was developed in this thesis because of the lack of commercial alternatives. After the characterization of the system, it was tested during a beamtime at the *Experimentierspeicherring* (ESR) at the *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI).

The completely solid state based system delivers up to 180 mW of output power at 257 nm and is modehop free tunable up to 16 GHz in 10 ms at this wavelength. By using efficient diode lasers, the new system consumes considerably less power than comparable Argon-ion lasers. The fundamental wavelength of 1028 nm is amplified up to 16 W with an Yb-doped fiber amplifier. Subsequently, the target wavelength of 257 nm is realized in two consecutive build-up cavities. Another diode laser, stabilized to a wavelength meter, serves as a frequency reference.

This new laser system first came to operation during beamtime in August 2012, when relativistic  $C^{3+}$  ions with  $\beta = 0.47$  were cooled successfully. For the first time it was possible to access the whole inertia spread of a bunched ion beam without electron precooling. In contrast to prior experiments, only the laser frequency was scanned and not the bunching frequency of the ion beam. The results for the remaining inertia spread were with  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-6}$  limited by the detection capabilities of the applied measurement system. It was shown that new tunable laser systems are suitable for the cooling of relativistic ion beams and that they can play an important role even for future facilities like SIS 100/FAIR.





# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Ionenstrahlkühlung	5
2.1	Elektronenkühlung	5
2.2	Stochastisches Kühlen	8
2.3	Ionenstrahlkühlung mit Lasern	10
2.3.1	Historie	12
2.3.2	Prinzip der Laserkühlung	15
2.3.3	Gebündelte Strahlen	17
2.3.4	Vergangene Experimente am ESR	20
2.3.5	Allgemeines zum Argon-Ionenlaser	22
2.3.6	Anforderungen an ein neues System	23
3	Das Lasersystem	27
3.1	Überblick	27
3.2	Master-Oszillator	30
3.3	Faserverstärker	34
3.4	Frequenzverdopplung	46
3.5	Frequenzvervierfachung und Strahltransport am ESR	51
3.6	Absolute Stabilisierung und Abstimmbarkeit	57
3.7	Grundplatte und Gehäuse	62
3.8	Vergleich mit den Anforderungen	63
4	Messungen während einer Strahlzeit an der GSI	65
4.1	Allgemeine Daten zur Strahlzeit	65
4.2	Schottky Spektrometrie	69
4.3	Kontinuierlicher Strahl	73
4.4	Gebündelter Strahl	76
4.5	Abschätzung der Impulsverteilung	78
5	Zusammenfassung und Ausblick	85
5.1	Zusammenfassung	85
5.2	Ausblick	87
5.2.1	Potential des Lasersystems	87
5.2.2	Gepulste Strahlquelle	90
5.2.3	Weitere Strahlzeiten	93

## Inhaltsverzeichnis

---

A	Frequenz- zu Spannungswandler	95
B	Spektrale Eigenschaften einer alternativen Pumpquelle	97
C	Frequenzeichnung des Master-Oszillators während der Strahlzeit	99
D	Spiegelabstände der Überhöhungsresonatoren	101
	Literaturverzeichnis	103
	Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge	115
	Liste betreuter Bachelor- und Masterarbeiten	119
	D.1 Master- und Diplomarbeiten . . . . .	119
	D.2 Bachelorarbeiten . . . . .	119
	Lebenslauf	121







# Kapitel 1

## Einleitung

In der aktuellen Forschung spielen sowohl die Beobachtung relativistischer Effekte als auch die Überprüfung von Vorhersagen aus der Quantenelektrodynamik eine große Rolle [1]. Sichtbar wird die Bedeutung dieses Forschungsfeldes auch durch den Bau neuer und moderner Beschleunigungsanlagen, die die Untersuchung hochgeladener Ionen und deren Wechselwirkungen ermöglichen [2, 3].

Experimente mit gespeicherten Ionen werden heute an zahlreichen Standorten auf der ganzen Welt durchgeführt [4–6]. Auch in Deutschland gibt es mehrere solcher Anlagen [7, 8]. Eine der bedeutendsten ist an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt angesiedelt. Im dortigen Experimentierspeicherring (ESR), der 1990 in Betrieb genommen wurde, können Ionen bis zur Ordnungszahl  $Z = 92$  von Uran gespeichert und untersucht werden [9]. Die maximale Energie der Teilchen ist hierbei durch die magnetische Steifigkeit des Rings von 10 Tm begrenzt.

Zur Durchführung idealer Experimente an den gespeicherten Ionen sollten nur Teilchen mit der exakt gleichen Energie untersucht werden. In allen realen Experimenten zeigt sich jedoch, dass die gespeicherten Teilchen nicht alle die gleiche Geschwindigkeit und damit nicht die gleiche kinetische Energie besitzen. Bei Teilchenstrahlen mit einer breiten Geschwindigkeitsverteilung wird von *heißen* und bei einer schmalen Verteilung von *kalten* Ionenstrahlen gesprochen. Die Temperatur definiert sich dabei aus der Verteilung der kinetischen Energie, hier vereinfacht dargestellt nur in longitudinaler Richtung<sup>1</sup> [10]:

$$k_B T_{||} = 2\Delta E_{\text{kin}} = m \left( \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 \right) \quad (1.1)$$

Bei einer Reduzierung der Geschwindigkeitsverteilung und einer entsprechenden Reduzierung der so definierten Temperatur wird also von einer Kühlung der Ionenstrahlen gesprochen. Diese Kühlung wird in heutigen Anlagen, so auch am ESR, in der Regel durch zwei unterschiedliche technische Ansätze realisiert, die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung.

Als dritte Kühlmethode soll nun die Laserkühlung erprobt und für zukünftige Anlagen etabliert werden. Dabei wird ein Laserstrahl anti-kollinear zum Ionenstrahl in den Speicherring geführt, mit diesem überlagert, und auf eine atomare Resonanz der gespeicherten Ionen ver-

---

<sup>1</sup>Dabei gilt im Fall der Betrachtung in longitudinaler Richtung für die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen  $\langle v \rangle = v_0$ . Dies entspricht also der Geschwindigkeit des idealen Teilchens.

stimmt. Bei dieser sogenannten Dopplerkühlung können die Ionen geschwindigkeitsselektiv abgebremst werden. Durch eine geschickte Verstimmung der Laserfrequenz lässt sich so die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Strahl reduzieren.

Im Wesentlichen profitieren drei verschiedene Arten von Experimenten von einer besonders guten Strahlkühlung:

- Besonders **spektroskopische Experimente** profitieren von einer besseren Energieauflösung. Durch die geringere Dopplerverbreiterung aufgrund der reduzierten Geschwindigkeitsverteilung im Strahl, können Übergänge in den gespeicherten Ionen deutlich genauer spektroskopiert werden. Mit diesen genaueren Ergebnissen können beispielsweise theoretische Vorhersagen der Quantenelektrodynamik genauer überprüft werden [11, 12].
- Die Ereignisrate bei **Kollisionsexperimenten** ist abhängig von der sogenannten *Brillanz* der Strahlen [13]. Diese ist für zwei aufeinandertreffende Bündel mit den Teilchenzahlen  $n_1$  und  $n_2$  definiert durch  $\mathcal{L} = f_{\text{coll}} \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$ . Dabei ist  $f_{\text{coll}}$  die Kollisionsfrequenz und  $\sigma_x$  bzw.  $\sigma_y$  charakterisieren die transversale Ausdehnung des Strahls. Bei kalten Strahlen ist diese Ausdehnung geringer, was zu einer höheren Brillanz und damit zu einer höheren Ereignisrate führt [14, 15].
- In fernerer Zukunft könnte das **sympathetische Kühlen** exotischer Spezies, beispielsweise von Antiprotonen, ein mögliches Einsatzgebiet extrem kalter Ionenstrahlen werden [16].

In der Regel wurden bisherige Experimente zur Laserkühlung von Ionenstrahlen an Beschleunigern mit Argon-Ionenlasern durchgeführt. Da diese jedoch trotz ihrer günstigen Wellenlänge und Ausgangsleistung eine Reihe spektraler Nachteile mit sich bringen, wie zum Beispiel eine stark eingeschränkte Abstimmbarkeit der Frequenz, wurde in dieser Arbeit ein neues Lasersystem speziell für die Kühlung relativistischer Ionenstrahlen an Speicherringen entwickelt [17].

Bei früheren Experimenten zur Laserkühlung am ESR wurde lithiumähnlicher Kohlenstoff  $\text{C}^{3+}$  verwendet. Dieser gehört zu den schwersten Elementen, die mit einer Wellenlänge von 257 nm am ESR gekühlt werden können. Der  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  - Übergang besitzt eine Übergangswellenlänge von 155 nm, welche durch die große Dopplerverschiebung bei 47 % der Lichtgeschwindigkeit resonant angesprochen werden kann [18]. Neue Beschleunigeranlagen wie SIS 100 oder SIS 300, die an der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) geplant sind, ermöglichen durch die höheren Energien und damit größeren Dopplerverschiebungen sogar die Laserkühlung schwererer Elemente bis hin zu Uran [19].

Weit- und vor allem schnell abstimmbare Lasersysteme sind bei einer Wellenlänge von 257 nm kommerziell nicht verfügbar. Aufgrund der großen Erfahrung mit Faserverstärkern in der Arbeitsgruppe Laser und Quantenoptik von Prof. Dr. Thomas Walther wurde auf ein Ytterbium (Yb) dotiertes Faserverstärkersystem gesetzt, welches die Grundlage für das neue Lasersystem bildet [20, 21]. Ein gitterstabilisierter Diodenlaser gibt die spektralen

---

Eigenschaften der Strahlung vor und ermöglicht eine einfache Verstimmbarkeit der Ausgangsfrequenz. Da das Verstärkungsspektrum Yb-dotierter Faserverstärker im infraroten Bereich des Spektrums liegt, sind zwei Frequenzverdopplungsschritte nötig, um auf die Zielwellenlänge im UV-Spektrum zu kommen. Mittels einer Frequenz-Offset-Stabilisierung wird der Laser auf eine Referenz stabilisiert und kann relativ zu dieser verstimmt werden. Eine besondere Herausforderung des neu entwickelten Lasersystems liegt in der großen Menge resonanter Techniken, die beim Aufbau verwendet werden müssen. Auch auf die besonderen Bedingungen, die bei einem mehrtägigen Dauerbetrieb des Lasers während einer Strahlzeit am ESR herrschen, musste bei der Konstruktion Rücksicht genommen werden.

Diese Arbeit unterteilt sich in fünf Kapitel, wobei das erste Kapitel hierbei diese Einleitung bildet. Im zweiten Kapitel werden die grundlegenden Techniken der Ionenstrahlkühlung erläutert. Nach der Vorstellung der heute gängigsten Kühlverfahren, der Elektronenkühlung und der stochastischen Kühlung, bildet die Ionenstrahlkühlung mit Lasern den Hauptteil des Kapitels. Nach einem kurzen historischen Abriss wird das Prinzip der Laserkühlung erklärt und der spezielle Fall gebündelter Ionenstrahlen illustriert. Danach werden die in der Vergangenheit durchgeführten Experimente mit dreifach ionisiertem Kohlenstoff am ESR vorgestellt. Anschließend werden die in diesen Experimenten verwendeten Argon-Ionenlaser beleuchtet, um aus deren Eigenschaften und den Anforderungen der Laserkühlung Erwartungen an ein neues Lasersystem abzuleiten.

Das dritte Kapitel bietet eine vollständige Charakterisierung des entwickelten Lasersystems. Es beginnt mit einem Überblick über das Gesamtsystem, um im Anschluss näher auf die einzelnen Komponenten einzugehen. Dabei werden die Kenndaten sowie limitierende Faktoren ausführlich diskutiert.

Im vierten Kapitel werden Teile der Ergebnisse der mit dem Lasersystem am ESR durchgeführten Messungen vorgestellt. Die wichtigsten Messtechniken werden eingeführt und durch einen Überblick über die allgemeinen Parameter des Experimentes ergänzt. Im Hauptteil des Kapitels werden qualitative Ergebnisse von Messungen mit dem Laser sowohl an kontinuierlichen als auch an gebündelten Ionenstrahlen gezeigt. Außerdem wird an einem Beispieldatensatz die Auswertung der nach der Kühlung verbliebenen Impulsverteilung vorgeführt.

Die Arbeit schließt mit der Zusammenfassung im fünften Kapitel. Zusätzlich werden im Ausblick Möglichkeiten diskutiert das Lasersystem zu verbessern und weiter zu entwickeln. Außerdem werden weitere mögliche Experimente sowie ein alternatives, gepulstes Lasersystem vorgestellt, das völlig neue Techniken der Ionenstrahlkühlung ermöglichen soll. Im Anhang finden sich die Veröffentlichungen, eine Liste betreuter Arbeiten sowie der Lebenslauf des Autors.





# Kapitel 2

## Grundlagen der Ionenstrahlkühlung

In bestehenden Speicherringen werden hauptsächlich zwei verschiedene Strahlkühlungsmethoden angewendet: Die Elektronenkühlung und die stochastische Kühlung. In diesem Kapitel sollen diese beiden Methoden sowie ihre typischen Einsatzgebiete und Limitierungen vorgestellt werden. Zusätzlich wird die Laserkühlung als dritte Möglichkeit eingeführt und eingehend diskutiert. Die einzelnen Methoden können nicht nur jede für sich, sondern auch kombiniert eingesetzt werden.

### 2.1 Elektronenkühlung

Die heute wahrscheinlich wichtigste Technik zur Kühlung von Ionenstrahlen in Speicherringen ist die Elektronenkühlung. Sie wurde erstmals 1967 von Budker vorgeschlagen, ursprünglich zur Akkumulation von Antiprotonen [22]. In Novosibirsk konnten 1974 die ersten Experimente zur Elektronenkühlung am Protonenspeicherring NAP-M durchgeführt werden [23]. Es folgten weitere Experimente am CERN (European Organization for Nuclear Research, Genf) und FNAL (Fermilab National Laboratory, Illinois). Eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser ersten Experimente ist in Referenz [24] zu finden.

Bei der Elektronenkühlung wird ein Strahl kalter Elektronen mit dem Ionenstrahl überlagert, um den Ionenstrahl in seiner Geschwindigkeitsverteilung, Ausdehnung und Divergenz einzuschränken. Es kann hier von einer sympathetischen Kühlung der Ionen mit dem Elektronenstrahl gesprochen werden.

Die Elektronen werden zunächst in einer Elektronenkanone erzeugt und anschließend elektrostatisch auf die Geschwindigkeit der Ionen im Speicherring beschleunigt. Mit Hilfe von Magnetfeldern werden der Elektronenstrahl und der Ionenstrahl überlagert und nach einer Wechselwirkungsstrecke wieder voneinander getrennt. Zum Schluss werden die Elektronen von einem Kollektor eingesammelt.

Ähnlich wie in Referenz [25] beschrieben, lässt sich das Prinzip der Elektronenkühlung am einfachsten erläutern, indem die Wechselwirkungszone aus dem Ruhesystem des Elektronenstrahls betrachtet wird. In diesem System können die Elektronen als kaltes Gas angesehen werden, dessen Teilchen sich alle in Ruhe befinden. Die Ionen, die mit dem Elektronenstrahl überlagert sind, bewegen sich in allen Raumrichtungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten durch die ruhenden Elektronen. Es findet Rutherford-Streuung zwischen den Elektronen und den Ionen statt, bei der letztere durch die Coulomb-Wechselwirkung Energie

an die Elektronen abgeben. Langsamere Ionen werden durch die Elektronen zu einer höheren Geschwindigkeit angestoßen, schnellere werden abgebremst. Dabei wird der Elektronenstrahl ständig erneuert, was einen Vergleich mit einem Wärmetauscher und den Elektronen als Kühlmedium zulässt. Das heiße Gas der Ionen verliert also immer mehr Energie und wird so gekühlt, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung im Ionenstrahl wird reduziert. Die transversale Temperatur des Elektronenstrahls ist durch die Kathodentemperatur gegeben, die longitudinale Temperatur durch das Rauschen in der Beschleunigungsspannung, was in einer deutlich geringeren longitudinalen als transversalen Temperatur resultiert. Der Elektronenstrahl ist also transversal deutlich heißer als in longitudinaler Richtung.

Der große Vorteil der Elektronenkühlung auch gegenüber der in den nächsten Kapiteln erläuterten Laserkühlung ist die Tatsache, dass Elektronenkühlung unabhängig von der Ionenspezies funktioniert. Sie kann typischen Heizmechanismen im Strahl entgegenwirken, die beispielsweise bei Stößen mit Gastargets oder dem Abbremsen des Strahls auftreten. Damit kann die Lebensdauer des Strahls bei solchen Experimenten deutlich erhöht werden. Die Elektronen im Kühlerstrahl können jedoch auch als Elektronentarget dienen, an dem Stoßexperimente durchgeführt werden.

Ein Nachteil gerade im Vergleich zur Laserkühlung ist mit Sicherheit die große Ausdehnung eines Elektronenkühlers (siehe auch Abb. 2.1), aber auch der hohe Preis der Anlage. Besonders bei Ionen mit hohen Energien gibt es jedoch noch zusätzliche Probleme. So steigt der technische Aufwand für den nötigen Elektronenbeschleuniger stark an, was Anlagen mit Elektronen im MeV-Bereich teuer und unpraktikabel macht. Zusätzlich skaliert die Kühlkraft im Laborsystem bei relativistischen Ionen mit  $1/\gamma$  [25]:

$$F_{\text{ecool,lab}} = \frac{\eta_c}{\gamma} F_{\text{ecool}} \quad (2.1)$$

Die Kraft nimmt also mit steigender Energie des Ionenstrahls ab. Die Kühlzeiten skalieren sogar mit  $\gamma^2$ :

$$\tau_{\text{lab}} = \frac{\gamma^2}{\eta_c} \tau \quad (2.2)$$

Für  $\gamma \gg 1$  bewegt sich die Kühlzeit, die normalerweise wenige Sekunden kurz ist, im Bereich mehrerer Minuten und damit in einer Zeitspanne, die der Lebensdauer des Strahls im ESR sehr nahe kommt oder sie sogar übertrifft (siehe auch Kapitel 4.5). Dabei ist  $\eta_c$  der Anteil des Kühlbereichs  $l_{\text{cool}}$  am Umfang des Speicherrings  $C$ :

$$\eta_c = \frac{l_{\text{cool}}}{C} \quad (2.3)$$

Elektronenkühlung ist somit auch nicht an beliebig großen Anlagen ohne Weiteres einsetzbar. In den obigen Formeln entsprechen  $\tau$  und  $F_{\text{ecool}}$  den jeweiligen Größen im bewegten Referenzsystem der Elektronen. Besonders heiße Strahlen können mit Elektronenkühlung nur sehr eingeschränkt angesprochen werden, da die Kühlkraft mit der dritten Potenz des Geschwindigkeitsunterschieds zwischen Elektronen und Ionen abnimmt. Solche Strahlen

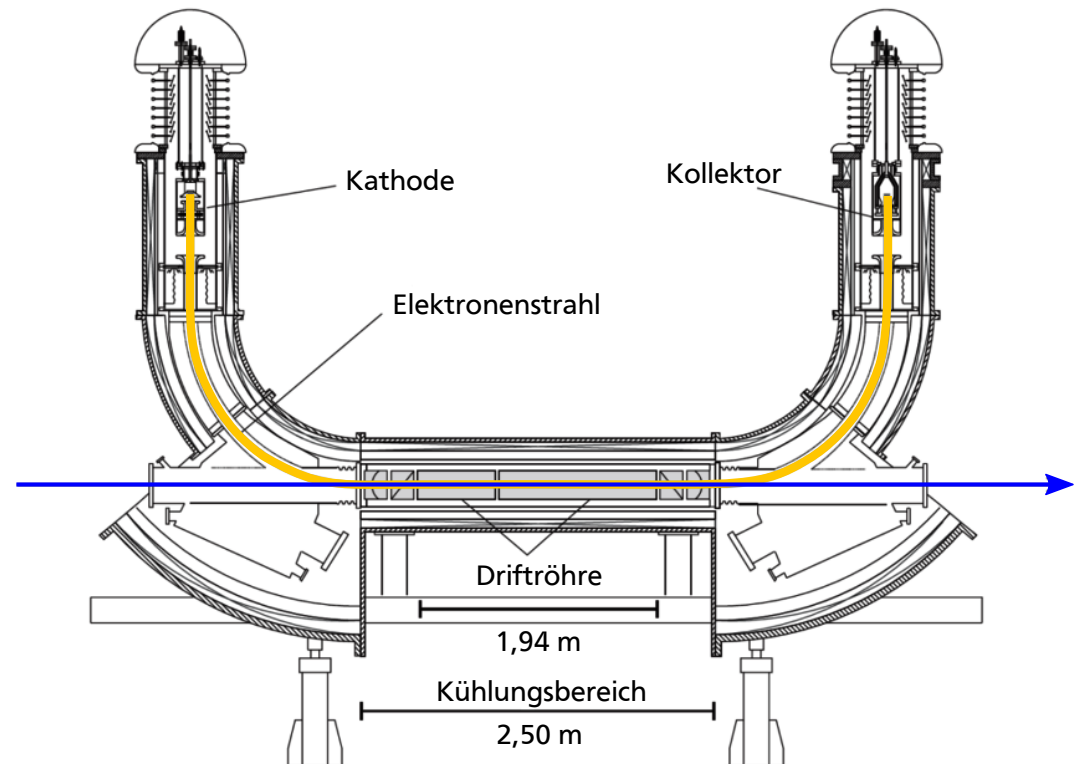


Abbildung 2.1: Ein Querschnitt durch den Elektronenkühler des ESR. Der Ionenstrahl ist in blau, der zum Kühlen verwendete Elektronenstrahl in gelb markiert. Verwendung des Bildes unter freundlicher Genehmigung von D. Winters [26].

müssen beispielsweise mit der in Kapitel 2.2 vorgestellten stochastischen Kühlung vorgekühlt werden.

Der im ESR an der GSI verwendete Elektronenkühler ist in Abb. 2.1 abgebildet. Es handelt sich um eine über 6 m lange und 5 m hohe Anlage. Die effektive Länge, also die Länge des Bereichs, in dem der Elektronen- mit dem Ionenstrahl überlagert ist, beträgt 2,5 m. Es ist möglich, einen Elektronenstrahl mit 50 mm Durchmesser und einer maximalen Energie von  $E_e = 230$  keV zu erzeugen [9]. Das ermöglicht die effiziente Kühlung von Ionenstrahlen mit einer Energie von bis zu 400 MeV/u für nacktes Uran. Der ESR kann solche Ionen bis zu einer Energie von 560 MeV/u aufnehmen, wird also durch den Elektronenkühler in dieser Eigenschaft limitiert [27]. Die magnetische Feldstärke zur Führung hochenergetischer Elektronenstrahlen beträgt etwa 0,1 T und die höchsten verwendeten Stromstärken liegen im Bereich von 1 A.

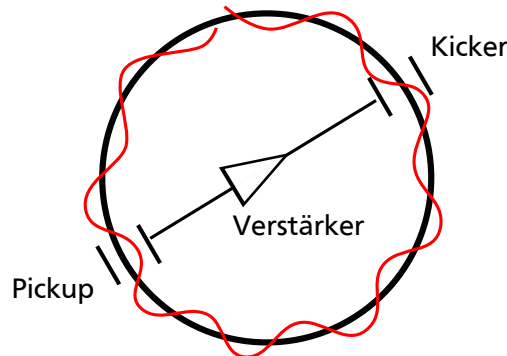


Abbildung 2.2: Schematische Funktionsweise der stochastischen Kühlung in Anlehnung an [38]. In rot ist beispielhaft die Teilchenbahn eines einzelnen Ions mit seinen Betatron-Oszillationen eingezeichnet. Am Pickup wird die Abweichung von der idealen Bahn detektiert und durch den Verstärker am Kicker ein Korrektursignal angelegt.

Üblicherweise wird als wichtige Kenngröße für Kühlmechanismen in Speicherringen die relative Impulsverteilung  $\frac{\Delta p}{p}$  angegeben. Diese kann über sogenannte Schottky-Spektroskopie aus den Umlauffrequenzen der Ionen im Speicherring bestimmt werden. Diese Methode wird in Kapitel 4.2 ausführlich erläutert.

Typischerweise ist es mit Hilfe von Elektronenkühlung am ESR möglich, Strahlen mit einer ursprünglichen Impulsverteilung von  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-3}$  auf  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-5}$  zu kühlen [28]. Für besonders kleine Teilchenzahlen von einigen 100 Ionen sind sogar Verteilungen im Bereich von  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-6}$  möglich [29].

Bei früheren Experimenten zur Laserkühlung am ESR wurde Elektronenkühlung zusätzlich zur Laserkühlung angewendet. Nähere Informationen dazu sind in Kapitel 2.3.4 zu finden.

## 2.2 Stochastisches Kühlen

Genau wie die Elektronenkühlung ist die stochastische Kühlung zunächst ausschließlich zur Akkumulation von Antiprotonen erdacht worden. Simon van der Meer stellte die Methode 1972 erstmals vor [30], bevor 1979 am CERN mit dem *initial cooling experiment* ICE eine erste experimentelle Realisierung gelang [31]. Weitere Umsetzungen folgten am FNAL sowie NAP-M [32, 33]. Eine Reihe von ausführlichen, theoretischen Beschreibungen des Vorgangs findet sich in den Referenzen [34–36]. Eine aktuelle Zusammenfassung der Thematik mit einer Übersicht verschiedener Experimente ist in Referenz [37] zu finden.

Zum Verständnis der Funktionsweise der stochastischen Kühlung, ist es zunächst notwendig, einen genaueren Blick auf die Bewegung von einzelnen Ionen in einem Speicherring zu



werfen: Um den Ionenstrahl auf seiner Bahn zu halten, werden in Speicherringen Quadrupolmagnete eingesetzt. Diese fokussieren den Strahl in einer Ebene und wirken in der dazu senkrechten Ebene defokussierend. Auf seinem Weg durch den Speicherring durchläuft der Strahl eine gewisse Anzahl von Quadrupolmagneten, meist paarweise oder als Triplet angeordnet, was zu Oszillationen des Strahls um die ideale Bahn führt. Diese Schwingungen werden Betatron-Oszillationen genannt.

Die prinzipielle Idee der stochastischen Kühlung ist es nun, mit einem Plattenpaar (Pickup) die transversale Position eines Teilchens innerhalb des Rings zu messen und diese nach einer Verstärkungselektronik mit einem weiteren Plattenpaar (Kicker) zu korrigieren. Dieses korrigierende Signal muss zeitlich so gewählt sein, dass es den Kicker synchron mit dem Teilchen erreicht. Ein zweidimensionales Schema der grundlegenden Technik der stochastischen Kühlung ist in Abb. 2.2 zu sehen.

Die Position des Kickers muss so gewählt sein, dass sie genau einem Viertel plus einem ganzzahligen Vielfachen der Betatron Wellenlänge entspricht. Dadurch wird die Positionsabweichung am Pickup in eine Winkelabweichung am Kicker übertragen, die korrigiert werden kann.

In einem Speicherring befindet sich meist eine so große Zahl von Teilchen, dass die Elektronik hinter der stochastischen Kühlung nicht in der Lage ist, einzelne Teilchen aufzulösen [39]. Allerdings entwickelt nach einer ausreichend langen Zeit ( $\tau_{\text{cool}}$ ) jedes Ion eine eigene Dämpfungskraft, die trotz der größeren Summe der Signale aller anderen Teilchen wirkt. Die Kühlzeit  $\tau_{\text{cool}}$  ist abhängig von

$$\tau_{\text{cool}} \propto \frac{N}{B} . \quad (2.4)$$

Dabei ist  $N$  die Zahl der beteiligten Teilchen und  $B$  die Bandbreite der Verstärkungselektronik [38].

Mit dem oben vorgestellten Schema ist es möglich, heiße Teilchenstrahlen transversal zu kühlen. Für eine longitudinale Kühlung kann ein ähnliches Schema verwendet werden, das Palmer Kühlung (nach Robert Palmer) genannt wird [40]. Dabei ist der Pickup in einem Bereich des Speicherrings mit hoher Dispersion untergebracht. Das bedeutet, dass Ionen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten hier besonders große Unterschiede in ihrer Umlaufbahn aufweisen. Ein longitudinaler Kicker ist so in der Lage, die Unterschiede in den Geschwindigkeiten zu korrigieren. Im Vergleich zur transversalen stochastischen Kühlung ist es bei der Palmer Kühlung nicht nötig, einen bestimmten Abstand zwischen Pickup und Kicker zu wählen, lediglich die zeitliche Synchronizität von Teilchen und Korrektursignal muss stimmen.

Stochastische Kühlung wird heute außer zur Vorkühlung besonders heißer Ionenstrahlen für die Akkumulation von Antiprotonen eingesetzt, wo sie sich als wirksamer als Elektronen-

kühlung herausgestellt hat. Bei einer Kühlzeit von mehreren Stunden ist es möglich, bis zu  $10^{12}$  Antiprotonen in einem Strahl zu sammeln [40]. Für viele Arten von heißen Strahlen, bei denen die Elektronenkühlung zu langsam ist, kann stochastische Kühlung eingesetzt werden. So ist zum Beispiel auch die Kühlung radioaktiver Teilchenstrahlen mit Hilfe der stochastischen Kühlung möglich.

Auch am ESR wird stochastische Kühlung angewendet. Sie ist ausgelegt für die Kühlung einer Impulsverteilung von  $\frac{\Delta p}{p} = 3,5 \cdot 10^{-3}$  hin zu  $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$ , kann also auch als Vorkühlung für den Elektronenkühler verwendet werden [41]. Sie arbeitet im Frequenzband von 0,9 GHz bis 1,7 GHz, also mit einer Bandbreite von 800 MHz, da in diesem Bereich ausreichend gute Verstärker zur Verfügung stehen. Es werden Kühlzeiten in der Größenordnung einer Sekunde erreicht.

### 2.3 Ionenstrahlkühlung mit Lasern

Die dritte und neueste Technik zur Kühlung von Ionenstrahlen ist die Laserkühlung. Deren grundlegende Funktionsweise wird in Kapitel 2.3.2 dargelegt.

Für zukünftige Beschleunigeranlagen mit hohen Energien bietet die Laserkühlung aufgrund der in Kapitel 2.1 vorgestellten Limitierungen der Elektronenkühlung die einzige Möglichkeit, kältere Ionenstrahlen herzustellen, als dies mit der stochastischen Kühlung möglich ist.

Der große Nachteil der Laserkühlung ist die Abhängigkeit von geeigneten atomaren Übergängen. Für unterschiedliche Ionenspezies können sich so die benötigten Laserwellenlängen signifikant unterscheiden.

In Abb. 2.3 sind auf dem linken Graphen die Übergangswellenlängen für die beiden niedrigsten Grundzustandsübergänge von lithiumähnlichen Ionen über der Ordnungszahl der dazugehörigen Ionen aufgetragen. Schon bei niedrigen Ordnungszahlen beträgt die Übergangswellenlänge unter 100 nm, bei höheren, wie zum Beispiel lithiumähnlichem Uran, weniger als 10 nm.

Diese Übergangswellenlängen gelten jedoch nur im Ruhesystem des Ions. Bei der Laserkühlung wird das Licht anti-kollinear zur Bewegungsrichtung der Ionen eingestrahlt, wodurch sich eine große Dopplerverschiebung zu größeren Wellenlängen ergibt.

Im rechten Graphen von Abb. 2.3 ist die magnetische Steifigkeit verschiedener Beschleuniger- und Speicherringanlagen über der Ordnungszahl der Ionen aufgetragen. Die magnetische Steifigkeit ist ein Maß dafür, welche Ionen ein Ring mit welcher Energie speichern kann, ohne dass der Strahl verloren geht. Sie ist gegeben durch

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{q} . \quad (2.5)$$

Dabei ist  $m$  die Masse,  $v$  die Geschwindigkeit und  $q$  die Ladung des Ions.  $\gamma$  ist der Lorentzfaktor,  $B$  die Magnetfeldstärke der Biegemagnete und  $\rho$  der Krümmungsradius der Bahn.

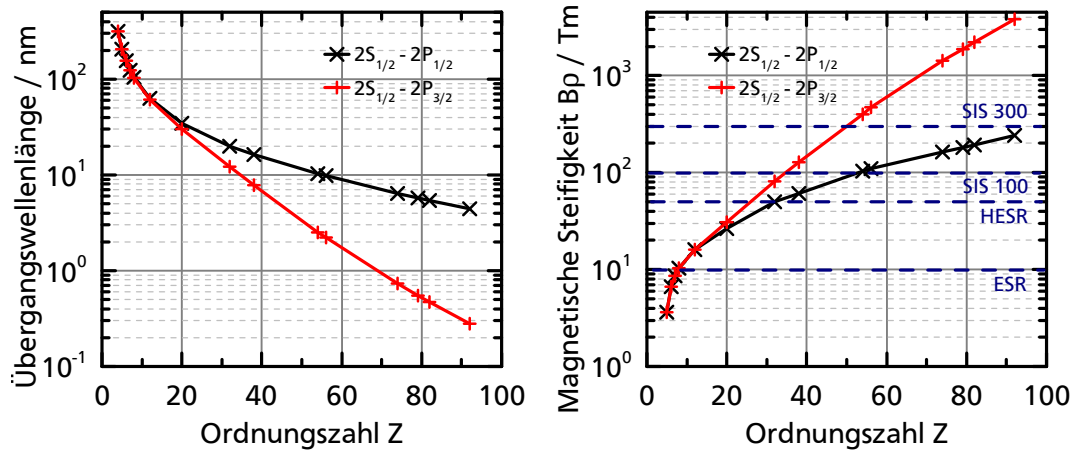


Abbildung 2.3: Linker Graph: Die Übergangswellenlänge für den  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  (schwarz) und den  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  (rot) Übergang in lithiumähnlichen Ionen als Funktion der Ordnungszahl. Schon bei kleinen Ordnungszahlen sind diese Wellenlängen nicht mehr mit konventionellen Lasersystemen zu erreichen. Rechter Graph: Die für einen Speicherring benötigte magnetische Steifigkeit, um die beiden erwähnten Übergänge mit einem Laser bei 257 nm resonant anzuregen. Zusätzlich sind die magnetischen Steifigkeiten einiger Anlagen an der GSI bzw. FAIR markiert. Die Daten für die beiden Graphen sind aus Referenz [10] entnommen.

Der Graph zeigt die benötigte magnetische Steifigkeit, um Ionen auf dem  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ - (schwarz) bzw.  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ -Übergang (rot) resonant anregen zu können, wenn ein Laser mit einer Wellenlänge von 257 nm zur Verfügung steht. Diese Wellenlänge wurde hier aus historischen Gründen gewählt (siehe auch Kapitel 2.3.1).

So ist zu erkennen, dass im ESR, der eine magnetische Steifigkeit von 10 Tm besitzt, nur sehr leichte Ionen mit einem solchen Lasersystem angesprochen werden können, da für schwerere Spezies keine ausreichend hohe Energie zur Verfügung steht. Im Gegensatz dazu bieten die hier als Beispiel aufgeführten neuen Anlagen bei FAIR, der HESR, SIS 100 und SIS 300 auch die Möglichkeit schwerere Ionen bis hin zum Uran mit konventionellen Lasern zu kühlen. Ein Beispiel ist die bereits 2006 vorgeschlagene Kühlung von  $U^{89+}$  im SIS 300 [42].

Die Untersuchung lithiumähnlicher Systeme ist aus verschiedenen Gründen besonders interessant. Für die Überprüfung quantenelektrodynamischer Vorhersagen würden sich Aufgrund der Einfachheit des Systems wasserstoffähnliche Ionen am besten eignen. Hier können die Spektren am genauesten berechnet werden [43]. Der Nachteil der wasserstoffähnlichen Ionen sind die Übergangswellenlängen, die mit steigender Ordnungszahl schnell in den Bereich der harten Röntgenstrahlung fallen [44].

Bei den lithiumähnlichen Ionen befindet sich nur ein Elektron in der N-Schale, während

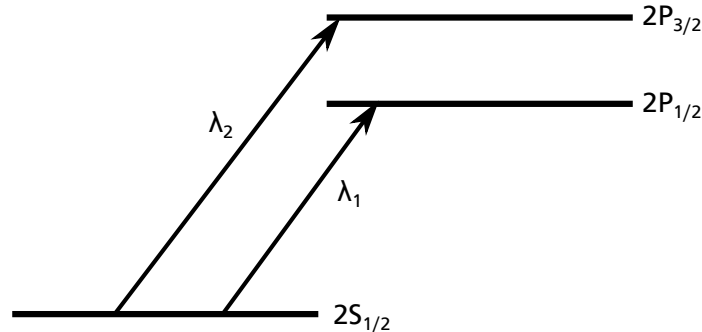


Abbildung 2.4: Das typische Termschema eines litiumähnlichen Ions mit seinem Grundzustand  $2S_{1/2}$  und den beiden niedrigsten angeregten Zuständen  $2P_{1/2}$  und  $2P_{3/2}$ . Die dazugehörigen Übergangswellenlängen werden hier als  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  bezeichnet.

die K-Schale vollständig gefüllt ist. Ihre Struktur ähnelt damit einem Wasserstoffatom, die Übergangswellenlängen fallen jedoch deutlich größer aus. In Abb. 2.4 ist das Termschema von lithiumähnlichen Ionen mit dem Grundzustand und den beiden niedrigsten angeregten Zuständen skizziert. Die Übergangswellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  sind bereits aus Abb. 2.3 bekannt.

### 2.3.1 Historie

Nach der ersten experimentellen Umsetzung des Lasers durch Maiman 1960, gelang es Ashkin zehn Jahre später Materie mit Hilfe von Laserstrahlung zu fangen [45, 46]. Durch die konsequente Weiterentwicklung der Technik konnte die Arbeit zum Kühlen und Fangen von Atomen mit Hilfe von Laserlicht durch Chu, Cohen-Tannoudji und Phillips 1997 mit dem Nobelpreis für Physik belohnt werden [47–49].

Aufbauend auf diesen erfolgreichen Experimenten an ruhenden Ionen, wurden Versuche zur Laserkühlung an Speicherringen durchgeführt. Einige wichtige sollen in diesem Abschnitt kurz zusammengefasst werden.

#### TSR

Die erste erfolgreiche Kühlung von Ionenstrahlen bei relativistischen Energien gelang am *Test Storage Ring* (TSR) in Heidelberg 1990 [50]. Es wurden dabei erfolgreich  $^7\text{Li}^+$ -Ionen mit einem kollinear eingestrahnten Argon-Ionenlaser und einem anti-kollinear eingestrahnten Farbstofflaser gekühlt. Damit konnten mit der Elektronenkühlung vergleichbare Ergebnisse erzielt werden.

Zusätzlich konnten in einem weiteren Experiment  $^9\text{Be}^+$ -Ionen gekühlt werden [51]. Dabei wurden auch Experimente zur gleichzeitigen Anwendung von Elektronenkühlung durchgeführt. Ebenso konnten Effekte auf die transversale Temperatur des Ionenstrahls beobachtet werden [52].

### ASTRID

Auch am *Aarhus Storage Ring* (ASTRID) in Aarhus wurden Experimente zur Laserkühlung von Ionenstrahlen durchgeführt. So gelang es 1991 wie bereits am TSR  $^7\text{Li}^+$ -Ionen zu kühlen. Die Ionen hatten eine Energie von 100 keV und wurden mit je einem kollinear und einem anti-kollinear eingestrahnten Farbstofflaser gekühlt [53]. Es konnten die bis dahin niedrigsten Temperaturen von Ionen in einem Speicherring gemessen werden.

1995 konnten in einem weiteren Experiment erstmals gebündelte Ionenstrahlen in einem Speicherring gekühlt werden [54]. Dazu wurden  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen mit einem einzelnen Farbstofflaser bei 280 nm bestrahlt. Als rückstellende Kraft diente ein Potential, das durch das Anlegen eines Wechselfeldes an einer Kavität im Beschleuniger erzeugt wurde.

### S-LSR

In Kyoto befindet sich der Small Laser-equipped Storage Ring (S-LSR), der speziell zur Erzeugung kristalliner Ionenstrahlen entworfen wurde [55]. Auch hier wurden bereits erste erfolgreiche Experimente zur Kühlung von  $^{24}\text{Mg}^+$  mit Farbstofflasern durchgeführt [56].

### PALLAS

Bereits in den 1980er Jahren bestand die Idee, dass Coulomb Stöße zwischen den Ionen in einem Speicherring unterdrückt werden können, wenn die Ionen eine kristalline Struktur annehmen. Damit wäre der größte Heizmechanismus in Ionenstrahlen ausgeschaltet, da die Teilchen gleichmäßige Abstände zueinander annehmen würden [57]. Durch die Kristallisation könnten die höchsten Phasenraumdichten und die schmalsten Impulsverteilungen erzeugt werden. Dies würde Experimente mit bisher unbekannter Präzision ermöglichen. 1992 konnten erstmals statische Ionen in einer ringförmigen Falle zur Kristallisation gebracht werden [58]. An einem großen Speicherring konnten solche Effekte jedoch bis heute nicht beobachtet werden. Ein mögliches Problem könnten dabei die periodischen Einflüsse durch die Dipol- und Quadrupolmagnete in Speicherringen sein [57].

Um die Lücke zwischen den großen Speicherringen und stationären Ionen in Paul- oder Penningfallen zu schließen und Möglichkeiten zu untersuchen, wie auch an Speicherringen kristalline Strukturen erzeugt werden können, wurde 1998 das PAul Laser coolIng Acceleration System (PALLAS) in Betrieb genommen [59]. Dabei handelt es sich um eine ringförmige Paulfalle mit einem Umfang von 36 cm, in der sich die Ionen auf Kreisbahnen bewegen können. 2001 gelang es hier erstmals kristalline  $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionenstrahlen bei Strahlenergien von etwa 1 eV zu erzeugen [57]. Dazu wurden die Ionen zunächst mit einem kollinear

eingestrahlt, kontinuierlich abstimmbaren Farbstofflaser beschleunigt. Als gegenläufige Kraft diente ein anti-kollinearer Farbstofflaser mit einer festen Frequenz. Beide Laser wurden frequenzverdoppelt, um die Übergangswellenlänge von 280 nm zu erreichen.

Eine gute Zusammenfassung der Geschichte unterschiedlicher Versuche, kristalline Strahlen zu erzeugen, ist in Referenz [60] zu finden. Nach den ersten erfolgreichen Versuchen 2001, folgte die Erzeugung gebündelter kristalliner Strahlen [61], wobei durch eine Vertiefung des Bunchingpotentials von einer eindimensionalen zu einer zweidimensionalen Struktur gewechselt werden konnte. Später konnten auch dreidimensionale kristalline Strahlen hergestellt werden [62].

Weiterhin wurden die Heizprozesse [63] in kristallinen Strahlen, sowie das Verhalten bei unterschiedlichen Potentialtiefen für gebündelte Strahlen an PALLAS untersucht [64].

## ESR

2004 und 2006 wurden am ESR die ersten Experimente zur Laserkühlung durchgeführt. Einen Überblick über die verwendeten Techniken und eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse ist in Kapitel 2.3.4 zu finden.

Tabelle 2.1 bietet eine Übersicht über die wichtigsten Daten zu den Experimenten, die an den in diesem Kapitel beschriebenen Speicherringen durchgeführt wurden. Ein ausführlicherer Überblick zu dieser Thematik ist in Referenz [10] zu finden.

Ring	$C$	$B \cdot \rho$	Ion	$E_{\text{Ion}}$	$\lambda_{\text{Laser}}$	Lasertyp
PALLAS	0,36 m	—	$^{24}\text{Mg}^+$	1 eV	280 nm	Farbstoff, SHG
TSR	55 m	1,7 Tm	$^7\text{Li}^+$	13,3 MeV	514,5 nm	Argon-Ionen
			$^9\text{Be}^+$	7,3 MeV	584,8 nm	Farbstoff
ASTRID	40 m	1,87 Tm	$^7\text{Li}^+$	100 keV	300 nm	Argon-Ionen
			$^{24}\text{Mg}^+$	100 keV	548,6 nm	Farbstoff
S-LSR	22,7 m	1 Tm	$^{24}\text{Mg}^+$	40 keV	280 nm	Farbstoff, SHG
ESR	108 m	10 Tm	$^{12}\text{C}^{3+}$	122 MeV/u	279 nm	Farbstoff, SHG
					257 nm	Argon-Ionen, SHG

Tabelle 2.1: Speicherringe an denen Ionenstrahlkühlung mit Lasern durchgeführt wurde. Zusätzlich sind die wichtigsten Daten zu den jeweiligen Experimenten zusammengefasst. Neben dem Namen des Rings sind dies der jeweilige Umfang  $C$ , die magnetische Steifigkeit  $B \cdot \rho$ , die Ionenspezies, die Energie der Ionen  $E_{\text{Ion}}$ , die eingestrahlteten Wellenlängen der Laser  $\lambda_{\text{Laser}}$  und der Lasertyp.

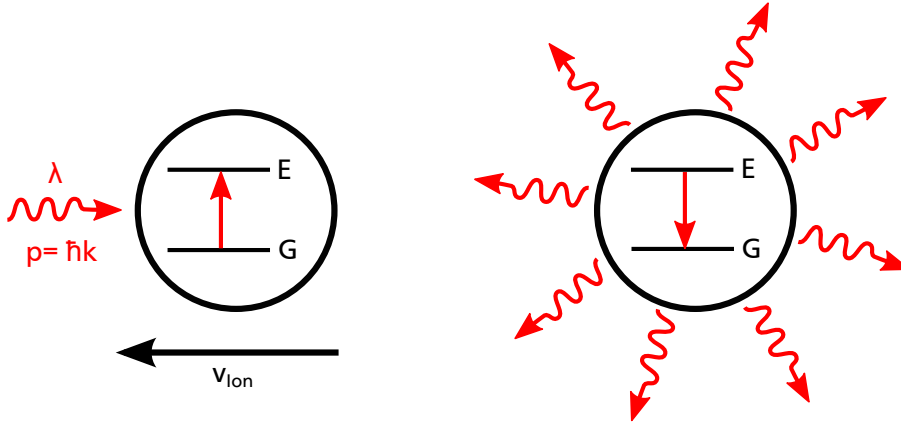


Abbildung 2.5: Der der Dopplerkühlung zugrunde liegende Mechanismus. Links absorbiert das Ion ein Photon, welches sich entgegen der Bewegungsrichtung des Ions bewegt. Das Ion wird dabei vom Grundzustand G in einen angeregten Zustand E gehoben. Rechts ist die isotrope Abstrahlung vieler Photonen durch die spontane Emission angedeutet. Im Mittel wird das Ion auf diese Weise nach ausreichend vielen Absorptions- und Reemissionszyklen abgebremst.

### 2.3.2 Prinzip der Laserkühlung

Die Idee der Laserkühlung basiert auf der resonanten Absorption und spontanen Reemission von Photonen durch ein Atom oder im Fall der Ionenstrahlkühlung durch ein Ion. Schematisch ist dies in Abb. 2.5 illustriert. In der Abbildung links trifft zunächst ein Photon mit der Wellenlänge  $\lambda$  auf ein Ion mit einem Grundzustand G und einem angeregten Zustand E. Ist die Übergangswellenlänge durch den Dopplereffekt (ausgelöst durch die Bewegung des Ions) in den Bereich von  $\lambda$  verschoben, so kann das Ion das Photon absorbieren und vom Grundzustand in den angeregten Zustand übergehen. Dabei wird auf das Ion der Impuls des Photons von  $\hbar k$  übertragen.

Der angeregte Zustand zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ , wobei  $\Gamma$  die Linienbreite des Übergangs ist. Da der Zerfall isotrop geschieht, also in eine zufällige Raumrichtung, mittelt sich der Impulsübertrag bei der spontanen Emission nach einer ausreichend großen Zahl von Absorptions- und Reemissionszyklen zu Null. Effektiv bleibt also nur der Impulsübertrag bei der Absorption bestehen und das Ion wird abgebremst. Eine wichtige Voraussetzung dafür ist jedoch eine ausreichend kurze Lebensdauer des angeregten Zustandes, damit schnell eine große Zahl von Zyklen durchlaufen werden kann.

Die Wahrscheinlichkeit der Absorption ist aufgrund der lorentzförmigen Linienform gegeben durch

$$L(\omega, S) = \frac{1}{2} \frac{S (\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2 (1 + S)} , \quad (2.6)$$

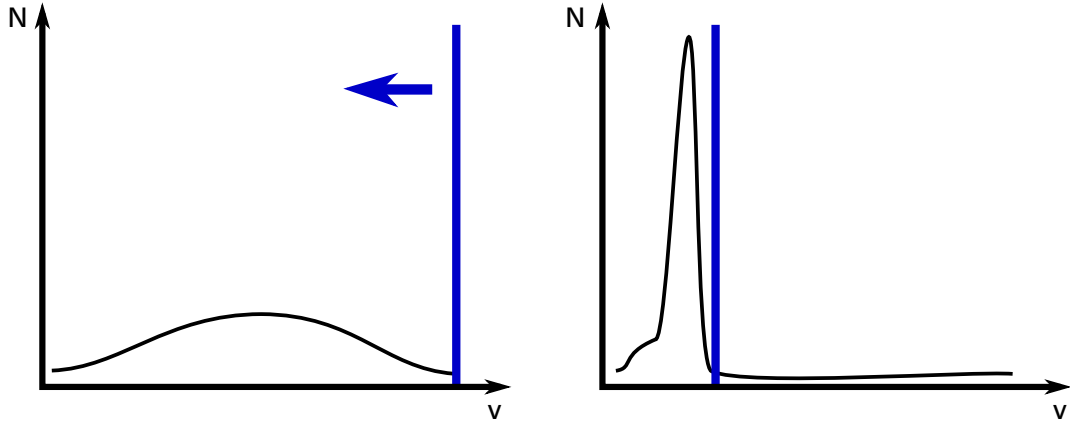


Abbildung 2.6: Das Prinzip der Dopplerkühlung. Aufgetragen ist die Anzahl der Ionen über ihrer Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit, bei der Ionen vom Laser resonant angeregt werden können, ist durch eine blaue Linie markiert. Der Laser ist zunächst resonant mit den schnellsten Ionen und bremst diese ab. Dabei wird seine Frequenz kontinuierlich so verstimmt, dass er die Ionen durch den Geschwindigkeitsraum "schiebt", bis alle Ionen die gleiche Geschwindigkeit haben.

wobei  $\omega$  die Frequenz des Lasers und  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des Übergangs ist [10].  $S$  ist ein Sättigungsparameter, der so definiert ist, dass sich für  $S = 1$  ein Viertel der Ionen eines Ensembles im angeregten Zustand befindet. Der Sättigungsparameter kann durch die Sättigungsintensität berechnet werden. Es gilt

$$S = \frac{I}{I_s} , \quad (2.7)$$

wobei die Sättigungsintensität durch

$$I_s = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12 \pi c^2} \quad (2.8)$$

gegeben ist [65]. Die resultierende Kühlkraft ergibt sich aus dem Produkt der Streurate und dem Photonenimpuls:

$$F_{\text{cool}} = \hbar k \cdot \Gamma L(\omega, S) . \quad (2.9)$$

Diese Kraft ermöglicht es im Zusammenspiel mit dem Dopplereffekt, Ionen im Speicherring abhängig von ihrer Geschwindigkeit abzubremesen. Die grundlegende Idee hierzu ist in Abb. 2.6 skizziert. Der Laser, der anti-kollinear in den Ring geführt wird, wird zunächst so eingestrahlt, dass er resonant zu den schnellsten Ionen in der Verteilung ist (in der Abbildung links). Diese werden entsprechend abgebremst. Die Frequenz des Lasers wird nun so



verstimmt, dass er Stück für Stück mit der ganzen Verteilung resonant wird, bis alle Ionen die gleiche Geschwindigkeit haben (in der Abbildung rechts).

Dieses stark vereinfachte Schema berücksichtigt jedoch nicht, dass starke Heizmechanismen im Ionenstrahl wirken. Der effizienteste ist das sogenannte *intrabeam scattering* (IBS). Dabei handelt es sich um Coulomb-Stöße innerhalb des Ionenstrahls, die schon durch einen einzelnen Streuprozess sehr große Geschwindigkeitsänderungen im Strahl hervorrufen können [10, 66]. Durch die Kompression des Strahls bei der Kühlung wird IBS immer stärker, je kälter der Ionenstrahl ist. Ohne einen stabilen Punkt, definiert durch eine dem Laser entgegenwirkende Kraft, kann also keine Kühlung des Ionenstrahls stattfinden.

Die intuitivste Möglichkeit, einen stabilen Punkt für die Kühlung zu definieren, wäre der Einsatz eines zweiten Lasers, der kollinear zum Ionenstrahl in den Ring geführt wird. Hätte dieser eine feste Frequenz, würde er als untere Barriere für die Ionen im Geschwindigkeitsraum wirken. Diese Technik wurde, wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, bereits erfolgreich an Speicherringen eingesetzt. Allerdings waren hier die Energien der Ionen und damit auch die Dopplerverschiebung deutlich geringer.

Am Beispiel des am ESR zur Kühlung verwendeten Übergangs in  $C^{3+}$ , der eine Übergangswellenlänge von  $\lambda_{\text{Ion}} = 155 \text{ nm}$  besitzt, lässt sich zeigen, dass für einen zum Ionenstrahl anti-kollinearen Laser

$$\lambda_{\text{Laser}} = \gamma(1 + \beta)\lambda_{\text{Ion}} = 257 \text{ nm} \quad (2.10)$$

gilt (mit  $\beta = 0,47$  und  $\gamma = 1,13$ ). Hier kann also ein konventionelles UV-Lasersystem zur Kühlung eingesetzt werden. Im Fall kollinearer Einstrahlung ergibt sich jedoch

$$\lambda_{\text{Laser}} = \frac{1}{\gamma(1 + \beta)}\lambda_{\text{Ion}} = 93 \text{ nm} . \quad (2.11)$$

Diese Wellenlänge ist mit heute verfügbarer Technik praktisch nicht erreichbar. Zusätzlich verstärkt sich dieser Effekt noch für Strahlen höherer Energie. Ein Lösungsansatz für dieses Problem ist es, statt kontinuierlicher Ionenstrahlen gebündelte Strahlen zu kühlen. Dieser Ansatz wird im nächsten Kapitel diskutiert.

### 2.3.3 Gebündelte Strahlen

Neben der Möglichkeit, einen zweiten Laser als rückstellende Kraft zu verwenden, bietet auch der Speicherring selbst einen Ansatz, eine solche Kraft zu erzeugen. Durch das Anlegen einer periodisch alternierenden Spannung an einer Kavität im Ring ist es möglich, den Ionenstrahl zu einzelnen Paketen zusammenzuschieben [67]. Es wird dann von einem gebündelten Ionenstrahl gesprochen.

Die an der Kavität angelegte Spannung kann beschrieben werden durch

$$U(t) = U_0 \cos(2\pi f_b t) , \quad (2.12)$$

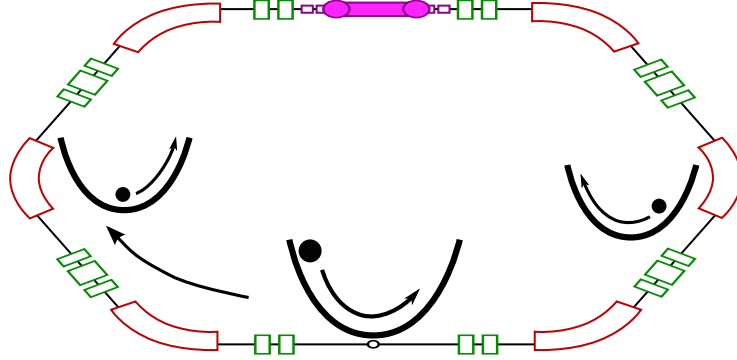


Abbildung 2.7: Vereinfachtes Schema gebündelter Ionenstrahlen. Im Speicherring laufen eine von der Bunchingfrequenz abhängige Anzahl von Potentialtöpfen um. In diesen wiederum oszillieren die Ionen mit der Synchrotronfrequenz  $f_s$ .

wobei  $f_b$  die sogenannte Bunchingfrequenz ist. Diese wird so gewählt, dass

$$f_b = h \cdot f_{\text{rev}} \quad (2.13)$$

gilt, also dass die Bunchingfrequenz einer Harmonischen  $h$  der Umlauffrequenz der Ionen entspricht. Bei jedem Umlauf werden die Ionen leicht abgebremst oder beschleunigt, je nach ihrer Phase zur Bunchingfrequenz. Es entstehen auf diese Weise  $h$  Pseudopotentialtöpfe im Speicherring, die auch “Buckets” genannt werden. Die Potentialtiefe kann durch

$$U_b = 2U_0 \sin\left(\frac{\pi h L}{C}\right) \quad (2.14)$$

beschrieben werden [10]. Dabei ist  $L$  die Länge der für das Bunching verwendeten Kavität. Wie in Abb. 2.7 zu sehen, bewegen sich die Potentialtöpfe durch den Ring, während die Ionen in den Potentialtöpfen mit der Synchrotronfrequenz

$$f_s = \sqrt{\frac{eU_b h}{2\pi C^2 m}} \quad (2.15)$$

oszillieren.

Die Buckets ermöglichen es, Laserkühlung mit nur einem anti-kollinear eingestrahnten Laser durchzuführen. Abb. 2.8 zeigt die prinzipielle Funktionsweise dieser Technik. Dabei ist der Potentialtopf lediglich zur Vereinfachung eingezeichnet. So wird verdeutlicht, Ionen welcher

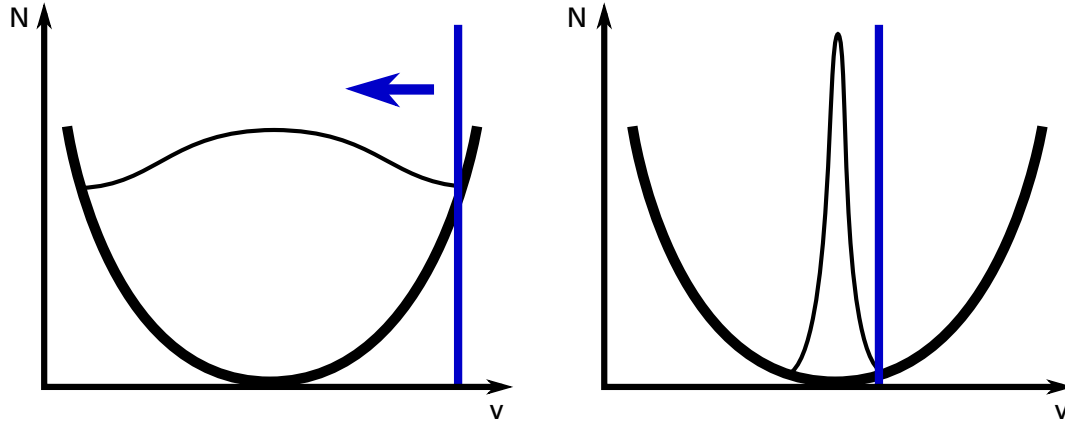


Abbildung 2.8: Das Prinzip der Laserkühlung für gebündelte Ionenstrahlen. Wie in Abb. 2.6 zeigt die blaue Linie an, mit welchen Ionen der Laser resonant ist. Rückstellend wirkt die Kraft des Bucketpotentials auf die Ionen. So ist es möglich die Ionen durch eine Verstimmung der Laserfrequenz in die Mitte des Potentialtopfes zu kühlen.

maximalen Geschwindigkeit während ihrer Synchrotronoszillation welche Position im Bucket erreichen können.

Der Laser ist zunächst resonant mit den Ionen, die den äußeren Rand des Buckets erreichen können. Seine Frequenz wird dann so verstimmt, dass die Ionen in die Mitte des Buckets gekühlt werden. Es handelt sich dabei um eine kontinuierliche Dämpfung der Synchrotronoszillationen. Die rückstellende Kraft, die auf die Ionen und entgegen der Kühlkraft durch den Laser wirkt, wird beschrieben durch

$$F_b(z) = \frac{eU_b}{C} \sin\left(\frac{2\pi h z}{C}\right), \quad (2.16)$$

wobei  $z$  die longitudinale Position des Ions im Speicherring ist [10].

Besonders anschaulich lässt sich die Laserkühlung gebündelter Strahlen durch eine Betrachtung des Phasenraums erklären. Dieser wird, wie in Abb. 2.9 zu sehen ist, von der Geschwindigkeits- und Positionsabweichung der Ionen vom idealen synchronen Teilchen aufgespannt. Das ideale Teilchen ist hierbei dadurch definiert, dass es sich in der Bucketmitte befindet und sich mit der Geschwindigkeit des Buckets durch den Speicherring bewegt. Die Trajektorie des Teilchens vor der Kühlung ist in rot dargestellt. Befindet sich das Ion in der Bucketmitte, hat es die maximale Geschwindigkeitsabweichung vom Bucket, befindet es sich am Rand, entspricht seine Geschwindigkeit der des Buckets.

Wird der Laser eingestrahlt, können die Synchrotronoszillationen gedämpft werden, die Trajektorie bewegt sich spiralförmig auf die Bucketmitte zu. Dazu muss der Laser zunächst

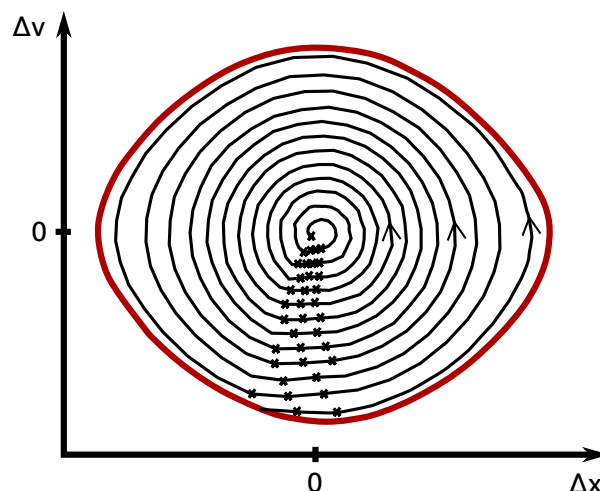


Abbildung 2.9: Die Kühlung eines einzelnen Ions in einem Potentialtopf während der Laserkühlung in Anlehnung an [54]. Gezeigt ist der Phasenraum des Ions mit der Abweichung vom Ort sowie der Geschwindigkeit des idealen Teilchens. In den mit x markierten Bereichen interagiert das Ion resonant mit dem Laser. Die Pfeile zeigen den Zeitverlauf an.

mit den Teilchen der größten Geschwindigkeit resonant sein, bevor seine Frequenz kontinuierlich erhöht wird, damit er in Resonanz mit den immer langsamer werdenden Ionen bleibt. Der Laser wird nun so weit verstimmt, dass er zum Schluss mit den Teilchen resonant ist, die die Bucketmitte gerade noch verlassen können. So sind alle Ionen in der Bucketmitte durch den Laser und die rückstellende Kraft des Potentialtopfes gefangen. Ionen die durch Stöße oder andere Heizprozesse diese Potentialbarrieren überwinden können, müssen durch eine erneute Verstimmung des Lasers wieder in den Kühlprozess zurückgeführt werden.

### 2.3.4 Vergangene Experimente am ESR

Bereits 2004 und 2006 fanden Experimente zur Laserkühlung von lithiumähnlichem Kohlenstoff am ESR statt [68, 69]. Für eine ausführliche Übersicht und Diskussion der Ergebnisse sei auf die Dissertation von Michael Bussmann verwiesen [70]. An dieser Stelle sollen lediglich die wichtigsten Ergebnisse und Techniken zusammengefasst vorgestellt werden. Da bei den damaligen Experimenten keine weit abstimmbaren Lasersysteme zur Verfügung standen, musste zu einer anderen Technik gegriffen werden, um die Akzeptanzbreite des Lasers an die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen anzupassen.

Alternativ zu einer Verstimmung des Laser ist es auch möglich, die Energie der Ionen so zu verschieben, dass der Laser resonant mit allen Geschwindigkeitsklassen wird. Eine Skizze dieser Methode ist in Abb. 2.10 zu sehen. Die Ausgangsposition ist die gleiche wie in Kapitel 2.3.3. Der Laser ist resonant mit den Ionen, die eine ausreichend hohe

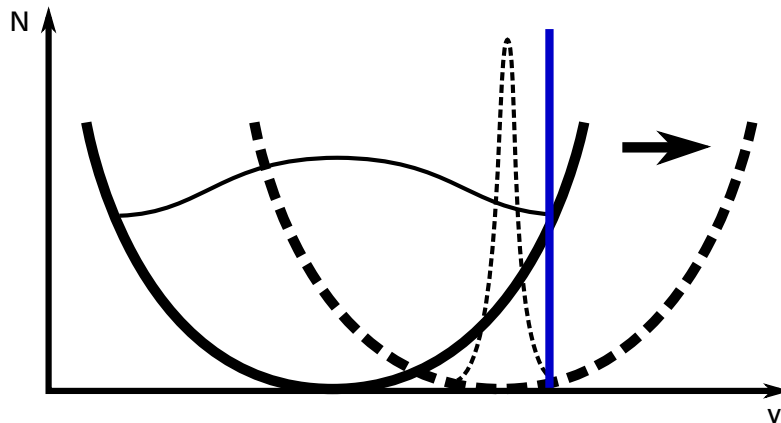


Abbildung 2.10: Bei vergangenen Strahlzeiten zur Laserkühlung am ESR wurde nicht die Laserfrequenz abgestimmt, sondern die mittlere Geschwindigkeit der Ionen. Dazu wird die Bunchingfrequenz verstimmt. Die Ausgangsposition ist die gleiche wie in Abb. 2.8. Im Vergleich dazu wird aber der Potentialtopf über den Laser geschoben, bis alle Ionen in der Mitte des Potentials sind (gestrichelt dargestellt).

Geschwindigkeit haben, um den Rand des Buckets zu erreichen. Anschließend wird die Bunchingfrequenz so verstimmt, dass die Bucketmitte energetisch in Richtung des Lasers verschoben wird, die mittlere Geschwindigkeit der Ionen steigt also. Die Situation nach der Kühlung ist gestrichelt dargestellt und entspricht der abschließenden Situation aus Kapitel 2.3.3.

Als Kühllaser wurde ein frequenzverdoppelter, kommerzieller Argon-Ionenlaser<sup>2</sup> mit einer Wellenlänge von 514 nm verwendet [70, 71]. Die Funktionsweise dieser Lasersysteme wird in Kapitel 2.3.5 eingehend erläutert. Der Laser wurde in einem Bow-Tie Resonator (siehe auch Kapitel 3.4) frequenzverdoppelt, der mit dem Hänsch-Couillaud Verfahren stabilisiert wurde [72]. Als nichtlinearer Kristall wurde ein BBO Kristall (Beta Barium Borat)<sup>3</sup> verwendet. Damit war es möglich, bis zu 100 mW Leistung bei 257 nm zu erzeugen [70]. Der Laser wurde durch die Absorptionsspektroskopie auf eine Iodlinie stabilisiert, die als Referenzfrequenz diente.

Im Rahmen der zweiten Strahlzeit 2006 wurde zusätzlich ein weiterer Argon-Ionenlaser verwendet, der durch eine Frequenz-Offset-Stabilisierung auf den ersten stabilisiert wurde. Durch Verdrehen eines Etalons im Resonator des zweiten Lasers konnte die Frequenz dieses Lasers relativ zum absolut stabilisierten Laser verstimmt werden. Allerdings war es nicht möglich, den Laser um mehr als 1 GHz zu verstimmen, bevor Modensprünge auftraten.

<sup>2</sup>Innova 200, Coherent Inc., [www.coherent.com](http://www.coherent.com)

<sup>3</sup>Döhler Elektrooptik, [www.doehrer-optics.de](http://www.doehrer-optics.de)

Während der Experimente konnte erfolgreich Laserkühlung auf  $C^{3+}$ -Ionen mit einer Energie von 122 MeV/u angewendet werden. Die erzielte relative Impulsbreite war mit  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-6}$  etwa eine Größenordnung kleiner als mit reiner Elektronenkühlung. Durch den Einsatz moderater Elektronenkühlung mit einem Elektronenstrom von 1 mA und der damit verbundenen Kopplung der transversalen mit der longitudinalen Bewegung der Ionen war es möglich, dreidimensional kalte Ionenstrahlen zu erzeugen.

Zusätzlich zur erfolgreichen Kühlung der  $C^{3+}$ -Ionenstrahlen konnten auch die beiden Grundzustandsübergänge in lithiumähnlichem Kohlenstoff genauer bestimmt werden, als dies mit vorherigen Experimenten möglich war [68].

### 2.3.5 Allgemeines zum Argon-Ionenlaser

Dieses Kapitel orientiert sich im Aufbau an Referenz [73]. Wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, wurden vergangene Experimente zur Laserkühlung am ESR mit Argon-Ionenlasern durchgeführt. Diese gehören zu den Gaslasern und wurden 1964 von Bridges und Convert erstmals realisiert [74, 75]. Die ersten Resultate wurden hier in Form gepulster Laser erzielt. Kurz darauf war es Bennet und Gordon möglich, auch kontinuierliche Systeme zu bauen [76–78].

Argon-Ionenlaser werden vor allem als Pumpquelle für Farbstoff- und Titan:Saphir-Laser verwendet, wurden jedoch größtenteils durch frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser ersetzt. Andere Einsatzgebiete sind die Holografie, in der Medizin die Dermatologie, sowie Lasershows in der Unterhaltungsindustrie [73].

Als aktives Medium dient Argon, welches durch zwei aufeinanderfolgende Stöße mit Elektronen zunächst ionisiert und danach in einen angeregten Zustand versetzt wird. Wie in Abb. 2.11 zu sehen ist, tragen im Wesentlichen drei Prozesse zur Besetzung des oberen Laserniveaus (4p) der Argon-Ionen bei:

- (a) der Stoß eines Elektrons mit dem Ion im Grundzustand
- (b) der Stoß eines Elektrons mit dem Ion in einem metastabilen Zustand
- (c) Zerfälle von höher angeregten Zuständen

Die Lebensdauer des 4p Niveaus ist mit  $\tau_{4p} = 10$  ns deutlich länger als die des unteren Laserniveaus 4s ( $\tau_{4s} = 1$  ns), welches über einen Zerfall mit 72 nm wieder in den Grundzustand übergeht. Dies ermöglicht einen effizienten Dreiniveau-Betrieb. Da sowohl das 4p als auch das 4s Niveau aufspalten, gibt es zwischen diesen eine Reihe von Laserübergängen. Die wichtigsten sind in Abb. 2.11 zu sehen. Die höchsten Leistungen lassen sich im blauen Spektralbereich bei 488 nm, sowie im Grünen bei 514,5 nm erzielen. Für die Laserkühlung und damit für diese Arbeit ist besonders der letztere Übergang interessant.

Kleinere Wellenlängen bis hin zum ultravioletten Spektrum können mit Übergängen in zwei- oder dreifach ionisiertem Argon erzielt werden. Allerdings sind für die Mehrfachionisation mehr Elektronenstöße und dadurch auch deutlich höhere Ströme nötig, welche nur gepulst

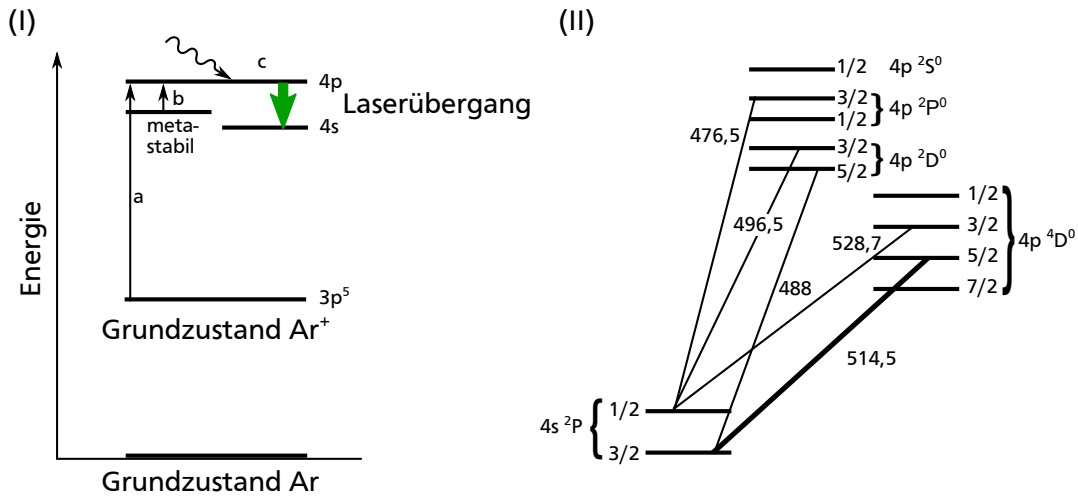


Abbildung 2.11: (I) Das Energieniveauschema von Argon. Der Übergang auf dem alle Lasertätigkeit stattfindet, wurde grün hervorgehoben. Die drei Möglichkeiten a, b und c, das obere Laserniveau zu besetzen, werden im Text näher erläutert. (II) Die wichtigsten Laserübergänge eines Argon-Ionenlasers. Der für diese Arbeit relevante Übergang bei 514,5 nm wurde zur Verdeutlichung fett dargestellt. Beide Grafiken nach Referenz [73].

erzeugt werden können. Auch für den Betrieb im sichtbaren Bereich des Spektrums sind jedoch schon sehr hohe Ströme notwendig. Dies sorgt für Temperaturen von bis zu 3000 K in der Entladungsröhre und damit für hohe Anforderungen an das Material. Meist werden keramische Röhren verwendet, die ständig mit Kühlwasser versorgt werden müssen. Durch die hohen Belastungen muss die Entladungsröhre regelmäßig ausgetauscht werden. Bei 514,5 nm sind üblicherweise  $P = 10$  W Ausgangsleistung bei einer Gesamteffizienz von  $\eta = 0,05$  % möglich.

Durch die hohen Temperaturen und die damit verbundene große Dopplerverbreiterung beträgt die Linienbreite des Übergangs bis zu  $\Delta\nu = 3,5$  GHz [17]. Die Trennung der Linien erfolgt über ein drehbares Prisma, das als frequenzselektives Element in den Resonator eingesetzt wird. Eine Auswahl der Resonatormode des Lasers wird durch den Einsatz eines zusätzlichen Etalons getroffen [79]. Durch Verkipfung dieses Etalons war es in den vergangenen Strahlzeiten möglich die Zentralfrequenz des Lasers um etwa 500 MHz modensprungfrei zu verschieben [70].

### 2.3.6 Anforderungen an ein neues System

Aus den in Kapitel 2.3.5 diskutierten Limitierungen des Argon-Ionenlasers und den für die Laserkühlung von  $\text{C}^{3+}$  bekannten Daten lassen sich Anforderungen für ein zur Ionenstrahlkühlung besser geeignetes Lasersystem ableiten:

- Die **Ausgangsleistung** des neuen Lasersystems sollte bei 514 nm mindestens  $P_{514} = 1$  W betragen. Damit ist es möglich ausreichend viel Licht bei 257 nm zu produzieren ohne den für die Konversion verwendeten Kristall zu beschädigen. Nähere Informationen zur Erzeugung des UV-Lichtes finden sich in Kapitel 3.5. Die UV-Leistung sollte ausreichend sein, um den Kühlübergang zu sättigen. Die entsprechenden Daten zum Kühlübergang sind in Kapitel 4.1 zu finden. Die Sättigungsintensität des Überganges beträgt  $I_{\text{sat}} = 92 \frac{\text{mW}}{\text{mm}^2}$ , woraus sich bei einer Strahltaile von  $w_0 = 250 \mu\text{m}$  eine benötigte UV-Leistung von  $P_{257} = 18$  mW ergibt.
- Wie in Kapitel 2.3.2 erläutert, sollte die **Linienbreite** des Lasers möglichst gering sein, da sie sonst die untere Grenze der erreichbaren Impulsverteilung limitiert.
- Im Vergleich zu früheren Strahlzeiten soll es in Zukunft möglich sein die komplette Impulsverteilung in einem gebündelten Ionenstrahl resonant anzusprechen. Dies erfordert eine ausreichende **spektrale Abstimmbarkeit** des Lasers. Aus der anfänglichen Verteilung von  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-5}$  ergibt sich eine benötigte Spanne von etwa 12 GHz bei 257 nm [68]. Um ein zwischenzeitliches Aufheizen des Ionenstrahls zu verhindern, soll es möglich sein die Verstimmung des Lasers möglichst schnell durchführen zu können.
- Aus wirtschaftlichen Gründen sollte der Laser eine größere **Energieeffizienz** als der Argon-Ionenlaser besitzen. Dies ist durch den Einsatz moderner Diodenlaser zu erwarten.
- Um den Betrieb im Vergleich zum Argon-Ionenlaser zu erleichtern, sollte der Einsatz von **Kühlwasser** nicht notwendig sein. Diese Voraussetzung ist ebenfalls durch eine Steigerung der bereits erwähnten Energieeffizienz zu erfüllen.
- Das Lasersystem muss durch die Anforderungen während einer Strahlzeit an einem Speicherring zum **Dauerbetrieb** geeignet sein. Im Idealfall sollte es also ohne Unterbrechungen mehrere Tage oder sogar Wochen am Stück betrieben werden können. Dies erfordert die Automatisierung aller spektralen und mechanischen Stabilisierungen des Systems.
- Aus dem Dauerbetrieb ergeben sich ebenfalls hohe Anforderungen an die **Wartung** des Systems. Wünschenswert ist ein Aufbau, der besonders wartungsarm ist und im Notfall leicht repariert werden kann. Eine modulare Bauweise ermöglicht das schnelle Austauschen von Einzelkomponenten ohne die Justage des Systems stark zu beeinträchtigen.
- Der Betrieb des Lasers im Laserlabor am ESR stellt zusätzliche Anforderungen an die Unabhängigkeit der Funktion des Systems von **Temperaturschwankungen**, **Netzschwankungen** und möglichen **Verschmutzungen der Umgebungsluft** (besonders durch Staub).



- Da das System flexibel an unterschiedlichen Standorten einsetzbar sein soll, ist darauf zu achten, dass es leicht **transportabel** ist.

Diese Anforderungen wurden als Grundlage für die Konstruktion des in Kapitel 3 vorgestellten Lasersystems verwendet.



# Kapitel 3

## Das Lasersystem

Den Hauptteil der vorliegenden Dissertation soll die Vorstellung und Charakterisierung des neu entwickelten Lasersystems darstellen. Dazu gibt dieses Kapitel zunächst einen groben Überblick über den Aufbau, um anschließend detaillierter auf die einzelnen Komponenten einzugehen. Neben dem Lasersystem selbst wird auch der Strahltransport zum ESR kurz vorgestellt. Zusammenfassende Charakterisierungen des Systems sind auch in den Referenzen [80] und [81] zu finden. Abschließend sollen die Ergebnisse mit den in Kapitel 2.3.6 gestellten Anforderungen verglichen werden.

Dieses Kapitel soll keine Einführung in die Laserphysik bieten, sondern befasst sich ausschließlich mit dem in dieser Arbeit entwickelten Lasersystem. Für eine Einführung in die Funktionsweise von Lasern sowie eine theoretische Beschreibung sei auf die ausführlichen Erklärungen in den Referenzen [73] und [82] verwiesen.

### 3.1 Überblick

Unter Berücksichtigung der in Kapitel 2.3.6 formulierten Anforderungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Lasersystem entwickelt und aufgebaut. Es zeichnet sich durch eine hohe Ausgangsleistung, schmale Linienbreite, eine weite und schnelle Abstimmbarkeit sowie ein gaußförmiges Strahlprofil aus. Erstmals eingesetzt wurde es im Rahmen einer Strahlzeit zur Laserkühlung lithiumartigen Kohlenstoffs am ESR im August 2012 (siehe dazu auch Kapitel 4).

Um eine einfache Wartung und auch Justage des Lasers zu garantieren, wurde das System in fünf voneinander unabhängige Module unterteilt, die einzeln justiert bzw. repariert und ausgetauscht werden können.

Ein grober Überblick über den Aufbau und dessen wichtigste Komponenten ist in Abb. 3.1 zu sehen. Das System basiert auf einem Diodenlaser mit externem Resonator (*External Cavity Diode Laser*, ECDL), der als Master-Oszillator die spektralen Eigenschaften des Lasers vorgibt und bei 1028 nm arbeitet. Seine Frequenz kann leicht durch Verkippen oder Verschieben des Gitters, welches den externen Resonator abschließt, verstimmt werden. Die bei Diodenlasern dieser Art auftretenden Modensprünge werden durch ein neues Stabilisierungsverfahren aktiv unterdrückt [83].

Die Zielwellenlänge von 257 nm kann durch zwei aufeinanderfolgende Frequenzverdopplungsschritte erreicht werden. Hierfür wird eine ausreichend hohe Ausgangsleistung benötigt.

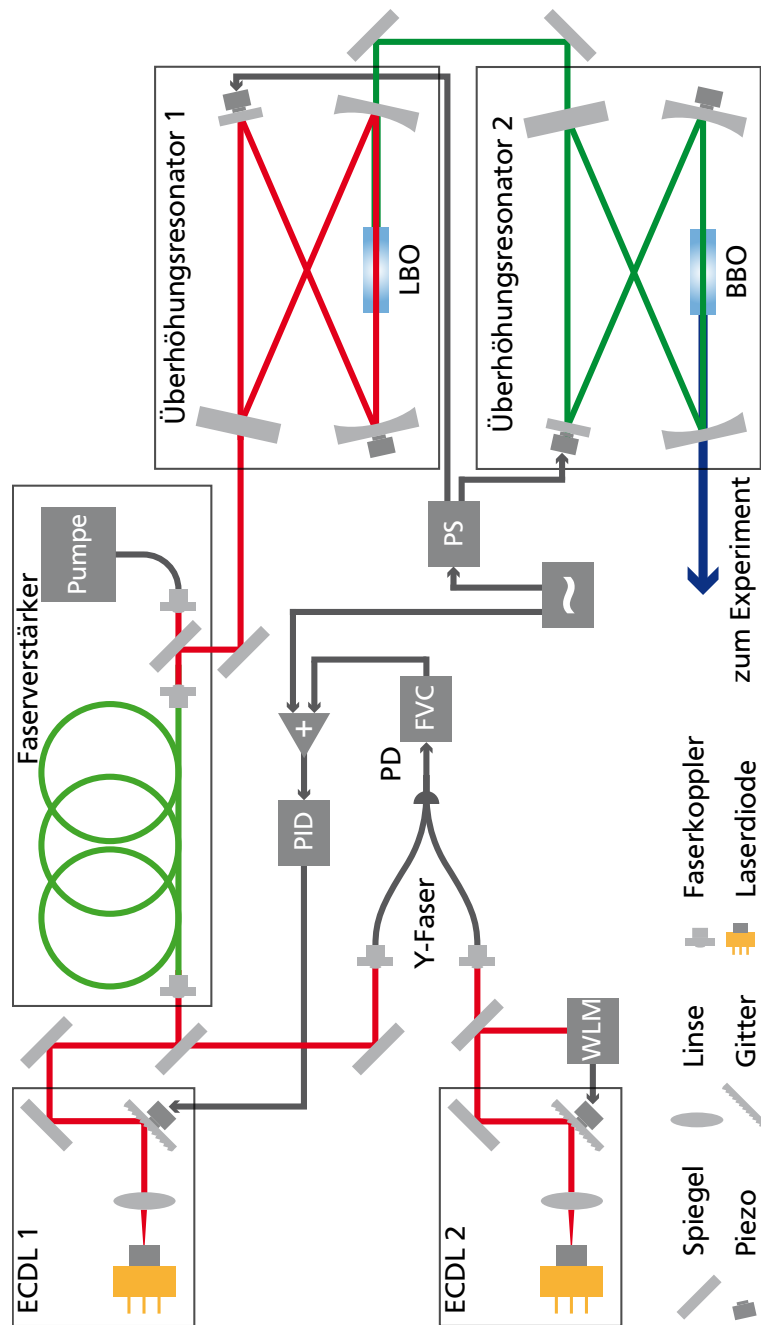


Abbildung 3.1: Vereinfachter Überblick über das Lasersystem. Zu sehen sind der Master-Oszillator (ECDL 1), der anschließende Faserverstärker und die beiden Überhöhungsresonatoren zur Frequenzverdopplung bzw. -vervierfachung. Außerdem ist der Referenzlaser (ECDL 2) sowie der schematische Aufbau der Offset-Stabilisierung skizziert. ECDL: External Cavity Diode Laser, WLM: Wellenlängenmessgerät, PID: PID-Regler, FVC: Frequenz-zu-Spannungs Wandler, PS: Phasenschieber, PD: Photodetektor, ~: Funktionsgenerator

Um diese zu erzielen, wird die Leistung des Lichts aus ECDL 1 mit Hilfe eines auf Ytterbium basierenden Faserverstärkers verstärkt. Dieser wird mit einem Diodenlaser bei 976 nm entgegen der Richtung der Ausgangsstrahlung gepumpt. Das verstärkte Licht wird mit Hilfe eines Kurzpassfilters ausgekoppelt und kann im ersten Überhöhungsresonator, der in einer kompakten Bow-Tie Anordnung realisiert wurde, durch einen Lithiumtriborat (LBO) Kristall frequenzverdoppelt werden. Die Phasenanpassung für den nichtlinearen Prozess der Frequenzverdopplung erfolgt nicht-kritisch über die Temperatur des Kristalls.

Die Frequenzvervierfachung wird in einem weiteren Überhöhungsresonator durch einen Beta-Bariumborat (BBO) Kristall realisiert. Auch dieser Resonator wurde in einer Bow-Tie Konfiguration aufgebaut, die Phasenanpassung erfolgt hier kritisch über den Schnittwinkel des Kristalls.

Als absolut stabilisierte Frequenzreferenz dient ein weiterer ECDL (2), der auf ein Wellenlängenmessgerät stabilisiert ist. Mit Hilfe einer Frequenz-Offset-Stabilisierung wird ECDL 1 auf den Referenzlaser stabilisiert. Seine Frequenz kann relativ zu dieser Referenz abgestimmt werden, indem eine Spannungsrampe auf das Regelsignal der Offset-Stabilisierung addiert wird. Diese Rampe kann zum Beispiel durch einen Funktionsgenerator zur Verfügung gestellt werden.

Von dem in diesem Kapitel vorgestellten Laser wurden einige Module in Zusammenarbeit mit Benjamin Rein im Rahmen seiner Masterarbeit aufgebaut. Bei den genannten Modulen handelt es sich um den Master-Oszillator, den Faserverstärker und den ersten Resonator zur Frequenzverdopplung.

Insgesamt arbeiten für den Betrieb des Lasers 13 elektronische Stabilisierungen parallel:

- 6 Temperatursteuerungen: Je eine Temperatursteuerung für jeden der beiden Diodenlaser, eine Temperatursteuerung für den Pumplaser des Faserverstärkers, je eine Temperatursteuerung für die beiden nichtlinearen Kristalle und eine Temperatursteuerung für das Breadboard.
- Eine Leistungsstabilisierung für den Faserverstärker.
- Je eine Stabilisierung des internen Resonators auf den externen für die beiden ECDLs.
- Je eine Stabilisierung für die beiden Überhöhungsresonatoren.
- Die absolute Frequenzstabilisierung für den Referenzlaser.
- Die Offset-Stabilisierung für die beiden ECDLs.

Diese Stabilisierungen gewährleisten einen möglichst wartungsfreien Dauerbetrieb des Lasersystems.

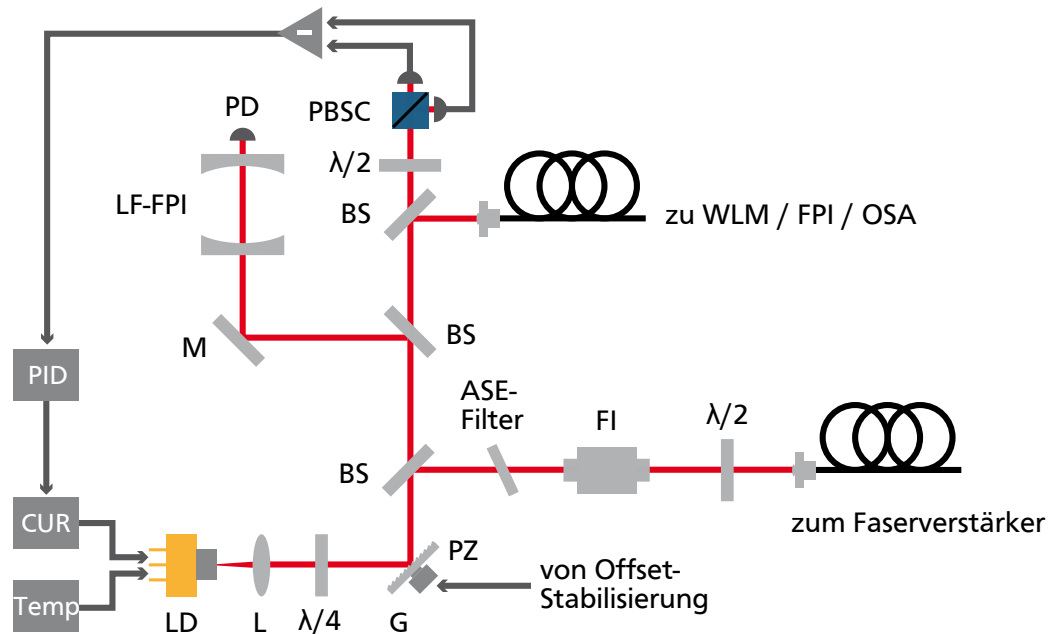


Abbildung 3.2: Aufbau des als Master-Oszillator eingesetzten ECDLs. Zu sehen sind neben dem Laser auch die Aufbauten zur Stabilisierung und spektralen Analyse.

Temp: Temperatursteuerung, CUR: Stromsteuerung, PID: PID-Regler, LD: Laserdiode, L: Linse, G: Gitter, PZ: Piezoaktor, BS: Strahlteiler, M: Spiegel, LF-FPI: Low-Finesse Fabry-Pérot Interferometer, PD: Photodiode, PBSC: Polarisierender Strahlteilerwürfel, WLM: Wellenlängenmessgerät, FPI: Fabry-Pérot Interferometer, OSA: Optischer Spektralanalysator, FI: Faraday Isolator

## 3.2 Master-Oszillator

Die spektralen Eigenschaften des Lasers werden durch einen gitterstabilisierten Diodenlaser (ECDL) vorgegeben. Der Aufbau dieses Diodenlasers, der als Master-Oszillator für das Gesamtsystem fungiert, ist in Abb. 3.2 dargestellt. Er basiert auf einer Laserdiode<sup>4</sup>, deren Austrittsfläche zusammen mit einem Gitter einen externen Resonator bildet. Die Diode wird von einer kommerziellen Fassung<sup>5</sup> gehalten, in der sie durch ein thermoelektrisches Kühlelement auf eine Temperatur von 25 °C stabilisiert wird.

<sup>4</sup>LD-1020-0400-2, Toptica Photonics AG, [www.toptica.com](http://www.toptica.com)

<sup>5</sup>TCLDM9, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

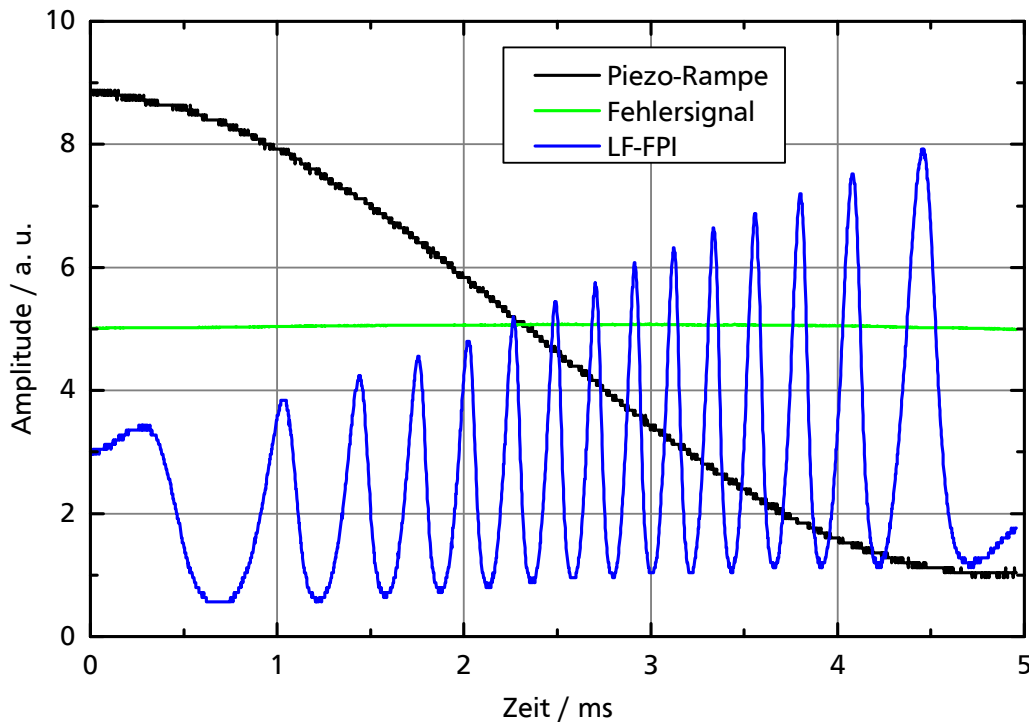


Abbildung 3.3: Verstimmung der Frequenz des Master-Oszillators über 26 GHz. In blau dargestellt ist das Signal der Photodiode nach dem Low-Finesse Etalon. Die Stetigkeit des Signalverlaufs zeigt, dass keine Modensprünge auftreten. Zusätzlich ist die am Piezoaktor angelegte Spannungsrampe und das Fehlersignal aus der Stabilisierung des ECDL zu sehen.

Der ECDL ist in Littrow-Anordnung aufgebaut [84]. Dabei wird von einem holografischen Gitter<sup>6</sup> die erste Beugungsordnung zurück in die Laserdiode reflektiert und so eine spektral selektive optische Rückkopplung realisiert. Diese Rückkopplung sorgt für einen longitudinal einzelmodigen Betrieb und eine geringe Linienbreite, die üblicherweise im Bereich von 100 kHz liegt [84]. Die nullte und minus erste Beugungsordnung des Gitters werden als Nutzstrahl aus dem Resonator ausgekoppelt. Das Gitter selbst ist in einer Halterung<sup>7</sup> montiert, die durch Piezoaktoren bewegt werden kann. Dies ermöglicht eine Verstimmung der Emissionsfrequenz des Lasers. Die Kontrolle dieser Frequenz wird von einem speziellen Regelkreis übernommen, der in Kapitel 3.6 vorgestellt wird.

Da bei einer Änderung der Frequenz Modensprünge zwischen dem externen und dem internen Resonator auftreten können, wurde eine neue Stabilisierungsmethode implementiert [83, 85]. Diese basiert auf dem Stabilisierungsverfahren nach Hänsch und Couillaud [72].

<sup>6</sup>GH13-18V, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>7</sup>KC1-T-PZ/M, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

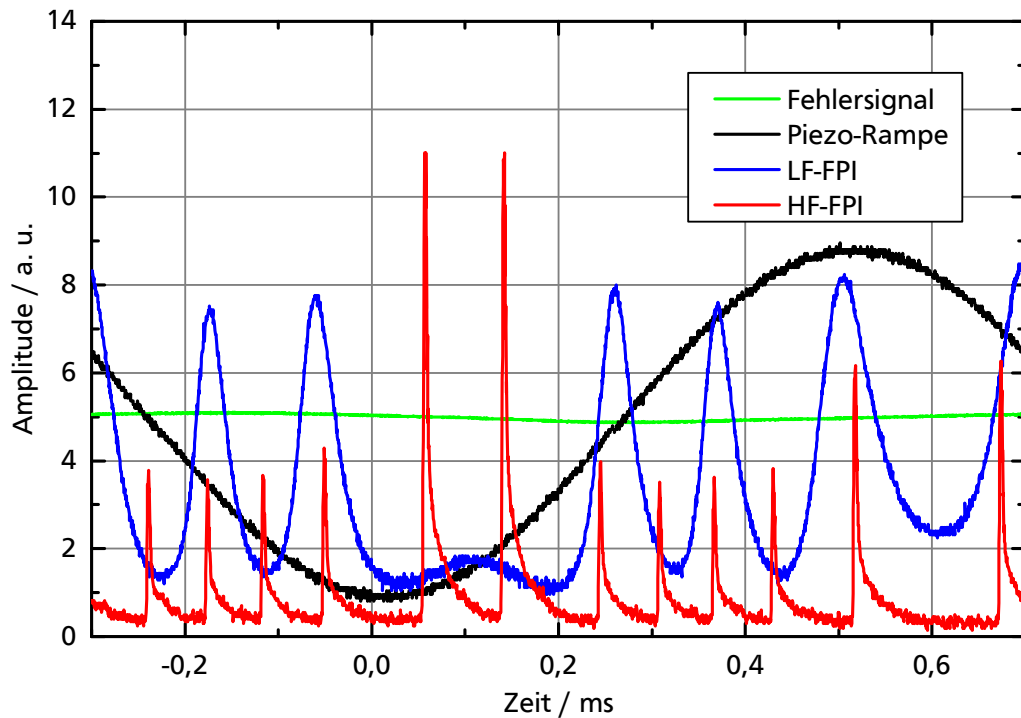


Abbildung 3.4: Verstimmung des Frequenz des Master-Oszillators über 6 GHz in 500  $\mu$ s. Neben den in Abb. 3.3 gezeigten Signalen ist auch das Signal aus dem High-Finesse Etalon abgebildet (rot). Die Signale sind durch die begrenzte Bandbreite der verwendeten Photodiode verzerrt. Zusätzlich ist durch die Nähe zur Resonanzfrequenz des Piezoaktors eine Phasenverschiebung zwischen der Spannungsrampe und dem optischen Signal zu erkennen.

Ein  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen im externen Resonator überträgt die Resonanzinformation in den Polarisationszustand des Ausgangsstrahls. Diese Information wird durch eine Anordnung aus einem polarisierenden Strahlteilerwürfel und zwei Photodioden detektiert. Das Differenzsignal aus den beiden Polarisationsanteilen kann als Fehlersignal für einen PID-Regler verwendet werden, der über die Stromsteuerung den internen Resonator, also die Laserdiode selbst, an den externen Resonator anpasst. Eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte kann zur Einstellung des Nulldurchganges des Fehlersignals verwendet werden. Diese Methode ermöglicht die Unterdrückung von Modensprüngen auch bei großen Änderungen der Frequenz.

In Abb. 3.3 ist eine kontinuierliche Verstimmung der Frequenz des Lasers über 26 GHz zu sehen. In Blau ist dazu das Signal aus einem Low-Finesse Etalon aufgetragen. Dieses Fabry-Pérot Interferometer besitzt einen freien Spektralbereich (FSR) von 1,74 GHz und eine Finesse von etwa 4,5. Für die Messung wurde die Frequenz des ECDLs mit dem vollständigen



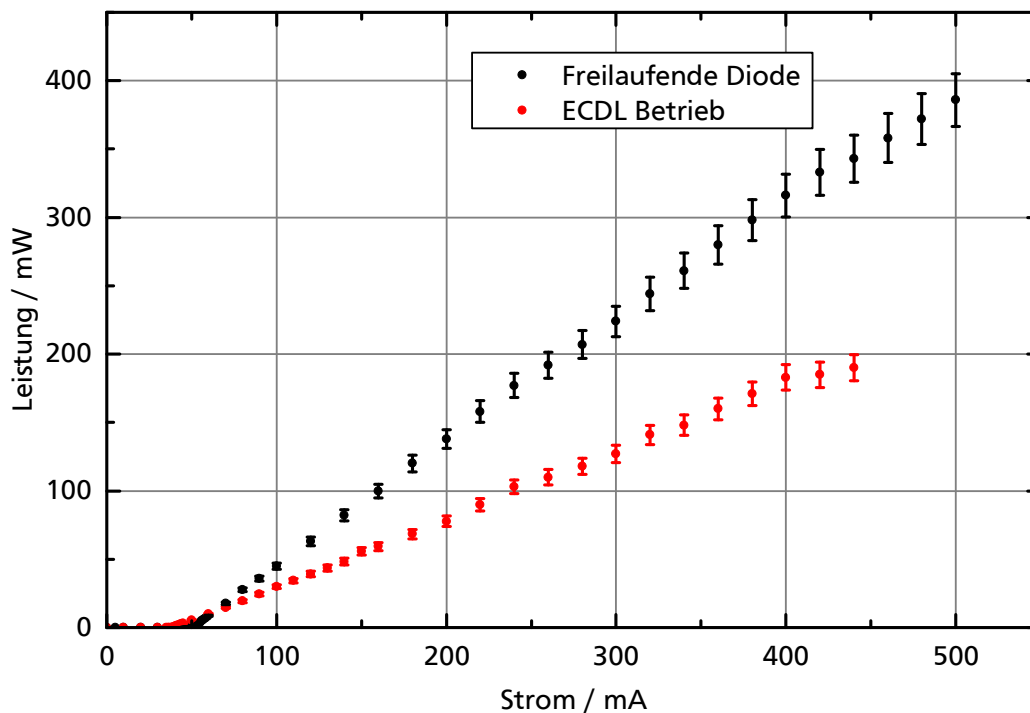


Abbildung 3.5: Die Kennlinie des Master-Oszillators. Aufgetragen ist die optische Leistung über dem Diodenstrom. Zu sehen ist neben der Kennlinie der freilaufenden Diode (schwarz) auch die Kennlinie mit Rückkopplung durch das beschriebene Gitter (rot).

Hub des Piezoaktors bei einer Wiederholrate von 100 Hz mit einer sinusförmigen Rampe verstimmt.

Ebenso ist es möglich, die Frequenz mit einer höheren Wiederholrate zu verstimmen. Abb. 3.4 zeigt die Änderung der Frequenz durch eine sinusförmige Rampe mit einer Wiederholrate von 1 kHz. Zusätzlich zum Transmissionssignal des Low-Finesse FPI ist hier auch das Signal aus einem High-Finesse FPI<sup>8</sup> zu sehen. Es besitzt einen festen FSR von 1 GHz und dient so der einfacheren und genaueren Bestimmung des Abstimmungsbereichs. Bei dieser hohen Wiederholrate ist eine Verstimmung der Frequenz um 6 GHz möglich.

Das High-Finesse FPI ist über eine optische Faser mit dem ECDL verbunden. Statt dieses FPIs können alternativ auch ein Wellenlängenmessgerät oder ein optischer Spektralanalysator (OSA) zu Analysezwecken angeschlossen werden. Da nur ein kleiner Teil der Leistung aus dem ECDL für diese Analyse und die Stabilisierung abgezweigt wird, ist dies im laufenden Betrieb des gesamten Lasersystems möglich.

<sup>8</sup>FPI 100, Toptica AG, [www.toptica.com](http://www.toptica.com)

In Abb. 3.5 ist die Kennlinie des Master-Oszillators zu sehen. Die Diode liefert ohne Rückkopplung eine maximale Ausgangsleistung von 386 mW bei einem Diodenstrom von 500 mA. Der differentielle Wirkungsquerschnitt konnte durch Anpassung einer Geraden an die Daten bestimmt werden und beträgt  $0,88 \pm 0,01$  W/A, die Laserschwelle 50 mA. Zusätzlich konnte die maximale Ausgangsleistung der Diode mit eingebautem Gitter zu 190 mW bei 450 mA bestimmt werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt beträgt hier  $0,48 \pm 0,004$  W/A und die Laserschwelle 38 mA. Auf die Nutzung höherer Diodenströme wurde hier verzichtet, um die Laserdiode nicht zu beschädigen.

Für den anschließenden Faserverstärker steht nur ein Teil dieser Leistung zur Verfügung. Der Faraday Isolator<sup>9</sup>, der den ECDL vor Rückreflexen aus dem Verstärker schützt, besitzt eine Transmission von 89 % bei einer Isolation von 34,5 dB in Sperrrichtung. Zusätzlich schützt ein Linienfilter<sup>10</sup> vor stimulierter spontaner Emission (*amplified spontaneous emission*, ASE). Das Licht kann durch eine polarisationserhaltende einzelmodige Faser zum Faserverstärker transportiert werden. Zur Anpassung der Polarisationsrichtung für die Faser wird eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte verwendet. Die Einkoppeleffizienz in diese Faser beträgt 46 %.

### 3.3 Faserverstärker

Damit eine ausreichend hohe Leistung für die Frequenzverdopplung und -vervierfachung zur Verfügung steht, muss die Leistung aus dem Master-Oszillator verstärkt werden. Für dieses Lasersystem wurde ein Ytterbium-basierter Faserverstärker gewählt, da mit Verstärkern dieser Art bereits in der Vergangenheit gute Ergebnisse bei der Verstärkung schmalbandiger und weit abstimmbarer Lichtquellen erzielt werden konnten [86]. Gerade für die Verstärkung von Leistungen im Bereich weniger Milliwatt bis zu einigen Watt und Wellenlängen über 1020 nm sind diese Verstärker sehr gut geeignet. Sie erhalten die spektralen Eigenschaften des Master-Oszillators auch wenn dessen Frequenz verstimmt wird.

Eine gute und ausführliche Zusammenfassung der wichtigsten Einsatzgebiete von Faserverstärkern, sowie eine Auflistung der Vor- und Nachteile ihrer Verwendung ist Referenz [87] zu entnehmen.

Ytterbium besitzt ein breites Absorptions- und Emissionsspektrum, das sich jeweils über einen Bereich von fast 200 nm erstreckt [89]. Der jeweilige Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 3.6 über der Wellenlänge aufgetragen. Es gibt für die Absorption (schwarz) zwei Spitzen bei 920 nm und bei 976 nm. Letztere dominiert jedoch deutlich, weshalb die meisten Yb-basierten Verstärkersysteme bei 976 nm gepumpt werden. Die breite Emission im Bereich von 1000 nm bis 1100 nm hat den Vorteil, dass flexible und weit abstimmbare Lasersysteme basierend auf Yb-Faserverstärkern realisiert werden können. Bei einer Wellenlänge von unter 1020 nm ist die Absorption jedoch so stark, dass die Verstärkung nicht mehr ausreicht, um einen effizienten Laserbetrieb zu ermöglichen. Es gibt jedoch bereits Ansätze auch in diesem

---

<sup>9</sup>FI-1060-5 SI, Qioptiq Photonics GmbH & Co KG, [www.qioptiq.com](http://www.qioptiq.com)

<sup>10</sup>LL01-1047-12.5, Semrock, Inc., [www.semrock.com](http://www.semrock.com)

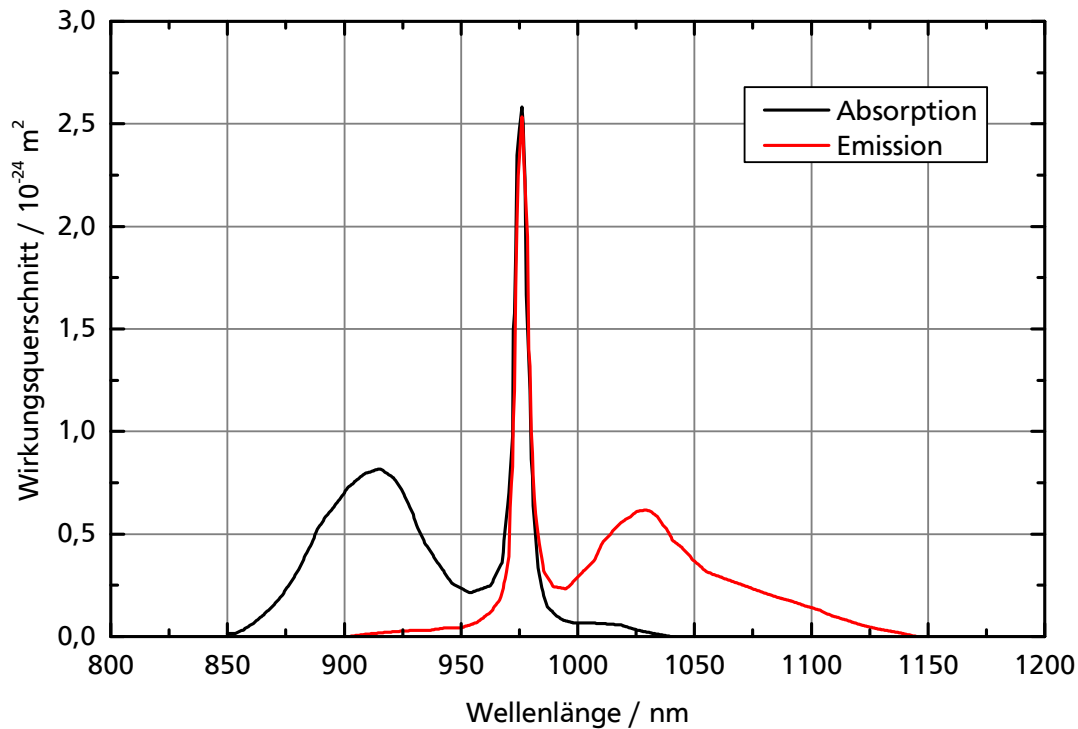


Abbildung 3.6: Der Absorptions- (schwarz) und Emissionswirkungsquerschnitt (rot) von Ytterbium<sup>3+</sup>. Die Daten für die Grafik wurden aus Referenz [88] entnommen.

Bereich Faserverstärker zu bauen. Dazu wird bei kryogenen Temperaturen gearbeitet und so eine Bevölkung der oberen Grundzustände vermieden, was zu einer deutlichen Absenkung der Absorption in diesem Bereich führt [21, 90].

Das in dieser Arbeit vorgestellte Lasersystem arbeitet bei einer Wellenlänge von 1028 nm, also nahe einem der beiden Emissionsmaxima. Daher ist nicht mit einem störenden Effekt verstärkter stimulierter Emission (*amplified spontaneous emission*, ASE) zu rechnen. Erst bei höheren Wellenlängen, die einen deutlich geringeren Emissions-Wirkungsquerschnitt aufweisen, müssen zusätzliche Maßnahmen zur Unterdrückung von ASE getroffen werden [91].

Abb. 3.7 zeigt zwei typische Geometrien von Doppelmantelfasern [92]. Auf der linken Seite ist eine Faser mit einem D-förmigen Pumpmantel zu sehen. Diese Form unterdrückt die Bildung helikaler Moden im Pumpmantel und sorgt so für eine bessere Durchmischung des Pumplichtes im dotierten Kern.

Auf der rechten Seite ist die Geometrie zu sehen, die auch im hier vorgestellten Verstärker eingesetzt wird. Es handelt sich um eine polarisationserhaltende Doppelmantelfaser im Panda-Stil. Dabei werden zwei im Querschnitt kreisförmige Stresselemente in die Faser im-

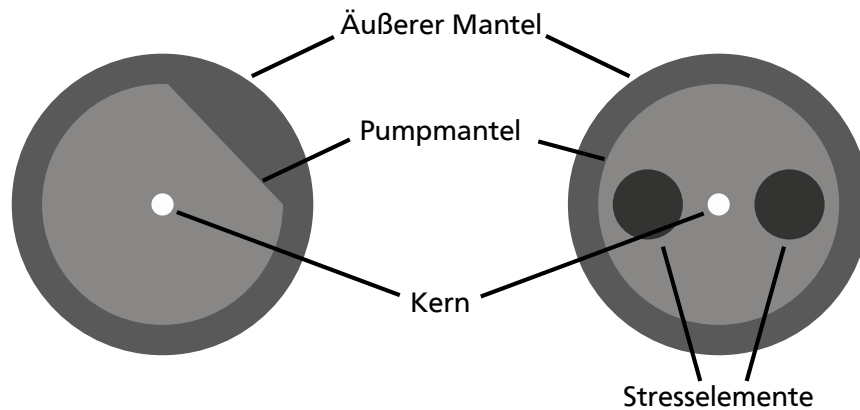


Abbildung 3.7: Typische Geometrien dotierter Doppelmantelfasern. Zu sehen sind jeweils der Kern und der Pumpmantel sowie ein äußerer Schutzmantel. Der Pumpmantel auf dem linken Bild ist D förmig, um helikale Moden zu unterdrücken. Auf der rechten Seite ist eine polarisationserhaltende Faser mit zwei Stresselementen im Panda-Stil zu sehen.

plementiert, um eine Drehung der Polarisation in der Faser aufgrund von extern ausgeübten mechanischen Störungen zu verhindern.

Der Aufbau für den in dieser Arbeit verwendeten Faserverstärker ist in Abb. 3.8 skizziert. Das Licht vom Master-Oszillator, der in Verbindung mit dem Verstärker üblicherweise bei einem Diodenstrom von 350 mA betrieben wird, verlässt die polarisationserhaltende Transportfaser durch einen Faserkoppler<sup>11</sup> mit einer Brennweite von 5 mm. Die Einkopplung des Lichtes durch eine Transportfaser ermöglicht den schnellen Tausch des Master-Oszillators zum Beispiel gegen einen Justagelaser.

Ein anschließender Faraday Isolator unterdrückt Licht, das aus der Verstärkerfaser entgegen der Strahlrichtung zurückläuft. Dabei geht es besonders um die Vermeidung zusätzlicher Rückkopplung in die Laserdiode durch SBS oder nicht absorbiertes Pumplicht. Der Isolator ist diskret aus zwei Dünnschichtpolarisatoren<sup>12</sup> und einem Faraday Rotator<sup>13</sup> aufgebaut. Er besitzt eine Transmission von 86,36 % bei einer Isolation von 33 dB in Sperrrichtung und ergänzt in seiner Wirkung den in Kapitel 3.2 erwähnten Isolator.

Die Polarisation wird durch eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte für die Verstärkerfaser angepasst. Dabei handelt es sich um eine 1,8 m lange polarisationserhaltende Doppelmantelfaser<sup>14</sup> mit einem Kern-

<sup>11</sup> PAF-X-5-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>12</sup> G335723000, Qioptiq Photonics GmbH & Co KG, [www.qioptiq.com](http://www.qioptiq.com)

<sup>13</sup> IOB-3D-1064-I, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>14</sup> YB1200-10/125DC-PM, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

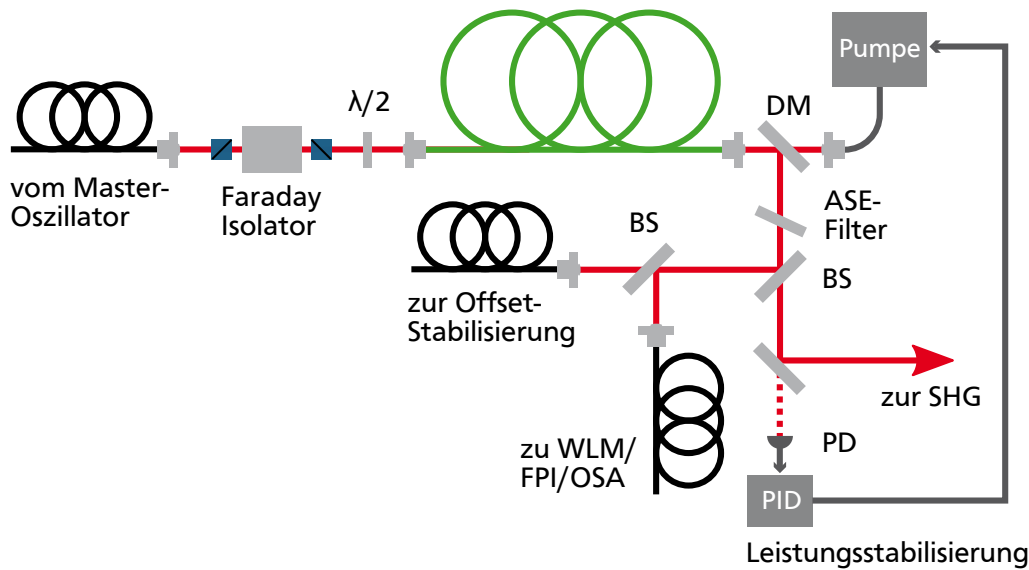


Abbildung 3.8: Aufbau des Faserverstärkers. Ein Teil des Lichtes wird nach dem Verstärker durch einen Strahlteiler abgezweigt und steht für das Offset-Stabilisierungsverfahren (siehe Kapitel 3.6) zur Verfügung.

DM: Dichroitischer Spiegel, BS: Strahlteiler, PD: Photodiode, SHG: Frequenzverdopplung, WLM: Wellenlängenmessgerät, FPI: Fabry-Pérot Interferometer, OSA: Optischer Spektralanalysator

durchmesser von 10  $\mu\text{m}$ . Der Durchmesser des Pumpmantels beträgt 125  $\mu\text{m}$ . Das Licht aus dem Master-Oszillator wird durch einen Faserkoppler<sup>15</sup> mit einer Brennweite von 7 mm in die Yb-Faser eingekoppelt.

Als Pump laser dient ein kommerzieller Diodenlaser<sup>16</sup> mit einer maximalen Ausgangsleistung von 50 W bei einer Wellenlänge von 976 nm. Dieser wird entgegen der Strahlrichtung des Master-Oszillators in die Yb-Faser eingekoppelt. Dazu wird auf Seiten des Pump lasers ein Faserkoppler<sup>17</sup> mit einer Brennweite von 7 mm und auf Seiten der Yb-Faser ein Faserkoppler<sup>18</sup> mit einer Brennweite von 5 mm verwendet.

Das verstärkte Licht wird durch einen Kurzpassfilter<sup>19</sup> ausgekoppelt und steht anschließend für die Frequenzverdopplung zur Verfügung. Ein Teil des Lichtes wird durch einen Strahlteiler zu Analysezwecken und für die in Kapitel 3.6 vorgestellte Offset-Stabilisierung abgezweigt. Außerdem garantiert ein schmaler Linienfilter<sup>20</sup> eine hohe spektrale Reinheit des Lichts aus dem Verstärker.

<sup>15</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>16</sup>LIMO50-F200-SL976-EX1145, Lissotschenko Mikrooptik GmbH, [www.limo.de](http://www.limo.de)

<sup>17</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>18</sup>PAF-SMA-5-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>19</sup>107226, Layertec GmbH, [www.layertec.de](http://www.layertec.de)

<sup>20</sup>LL01-1047-12.5, Semrock, Inc., [www.semrock.com](http://www.semrock.com)

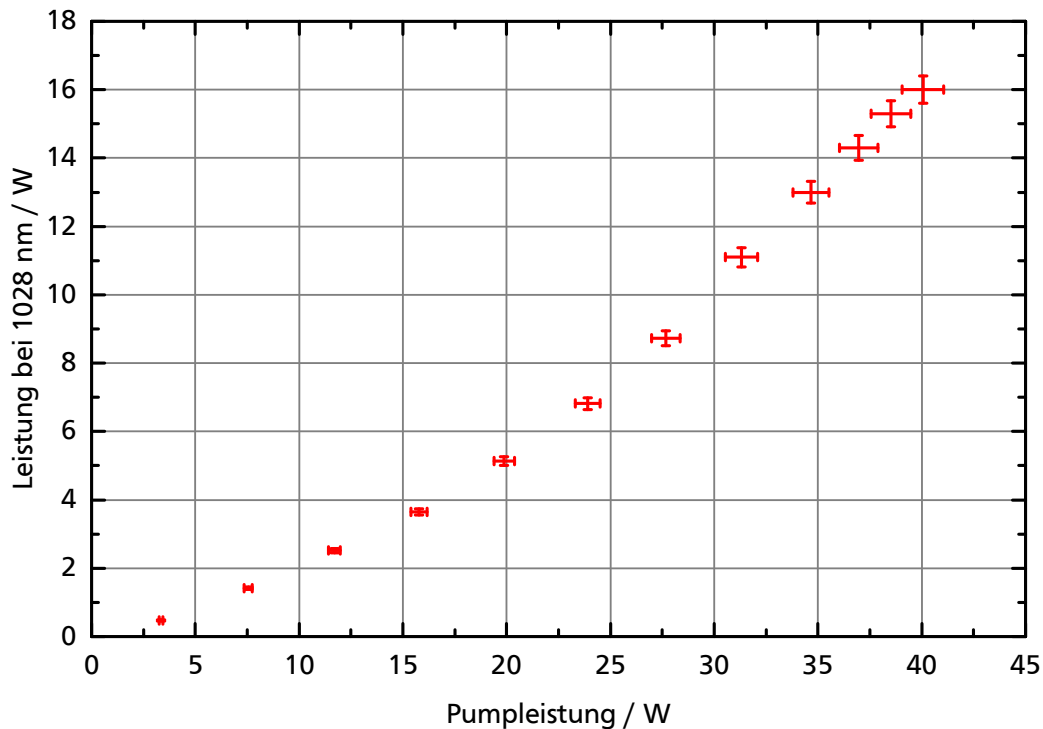


Abbildung 3.9: Kennlinie des Faserverstärkers. Aufgetragen ist die Ausgangsleistung bei 1028 nm über der Pumpleistung. Es ist zu erkennen, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für höhere Pumpleistungen größer wird.

Um eine hohe Stabilität der Ausgangsleistung zu erreichen, wird die Transmission des Lichtes durch einen Umlenkspiegel von einer Photodiode detektiert. Ein PID-Regler kann mit diesem Signal die Leistung des Faserverstärkers auf fest eingestellte Werte stabilisieren. Als Regelgröße dient dazu der Strom des Pumplasers für den Verstärker.

Die Leistungskennlinie des Faserverstärkers ist in Abb. 3.9 zu sehen. Sie wurde bei einer Leistung des Master-Oszillators von etwa 60 mW direkt vor der Yb-Faser aufgenommen. Bei einer Pumpleistung von 40 W konnten maximal 16 W Ausgangsleistung bei 1028 nm erzeugt werden. Dabei beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt im oberen Bereich bei Pumpleistungen über 25 W etwa 59,4 %. Die kontinuierliche Zunahme der Steigung der Kennlinie ist ein Effekt der spektralen Eigenschaften des verwendeten Pumplasers und wird zu einem späteren Zeitpunkt in diesem Kapitel diskutiert.

Die Stabilität der Ausgangsleistung des Faserverstärkers ist von verschiedenen äußeren Einflüssen, wie der Temperatur, möglichen akustischen Störungen und aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der Eigenschaften einiger Optiken auch von Schwankungen in der Polarisation des Pumplichtes abhängig. Abb. 3.10 zeigt drei Messungen der Ausgangsleistung

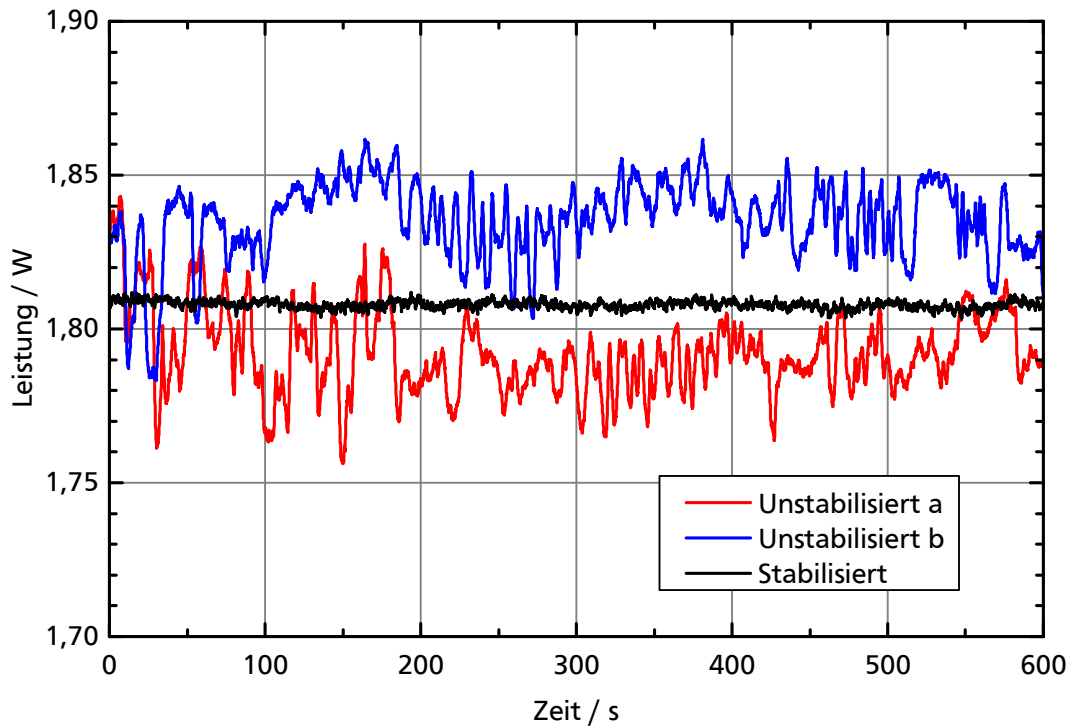


Abbildung 3.10: Messung zur Leistungsstabilität des Faserverstärkers. Aufgetragen ist die gemessene Ausgangsleistung über der Zeit. Wird die Leistung nicht aktiv stabilisiert (rot), treten Schwankungen durch akustische und thermische Drifts, sowie Schwankungen in der Polarisation des Pumplichtes auf. Auch ein zusätzliches Gehäuse schafft hier keine Abhilfe (blau). Erst eine aktive Stabilisierung auf eine Photodiode sorgt für eine konstante Ausgangsleistung (schwarz).

im Bereich des typischen Arbeitspunktes über einen Zeitraum von je 600 s. In rot ist das Verhalten ohne aktivierte Leistungsstabilisierung zu sehen. Dabei beträgt die Standardabweichung 12,9 mW und die Schwankung zwischen minimaler und maximaler Leistung 4,3 %. Ein zusätzliches schallisoliertes Gehäuse über der Faser bringt keine nennenswerte Verbesserung (blau).

In schwarz ist die Leistung bei aktivierter Leistungsstabilisierung aufgetragen. Hier liegt die Standardabweichung bei 1,3 mW und die Schwankungen zwischen minimaler und maximaler Leistung betragen 0,5 %.

Abbildung 3.11 zeigt das Emissionsspektrum des Faserverstärkers bei einer Ausgangsleistung von 1,8 W. Dies entspricht in etwa dem späteren Arbeitspunkt des Verstärkers. Die Daten wurden mit einem optischen Spektralanalysator (OSA)<sup>21</sup> aufgenommen. Verstärkte spontane

<sup>21</sup>AQ6373, Yokogawa Electric Corporation, [www.yokogawa.com](http://www.yokogawa.com)

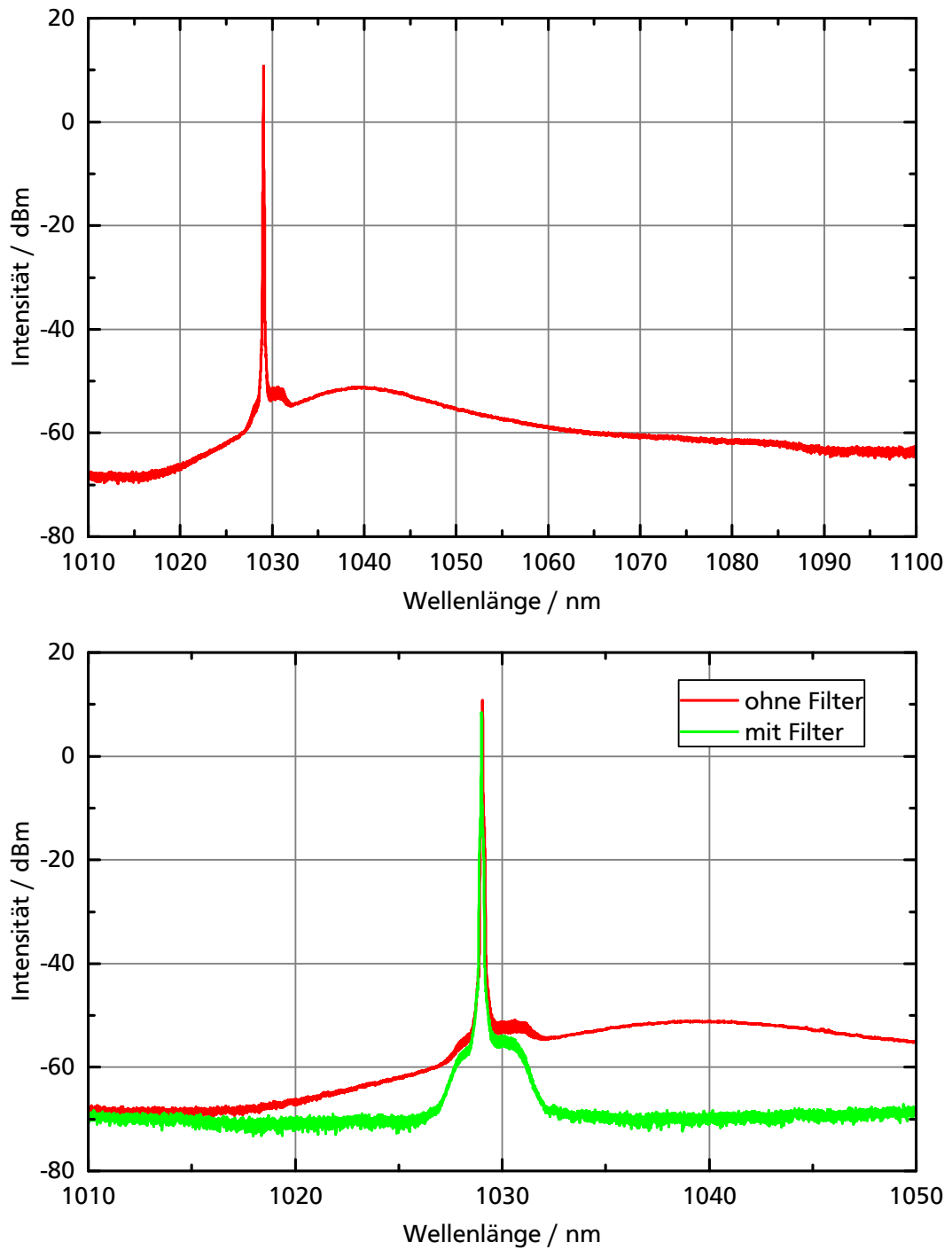


Abbildung 3.11: Das Spektrum des Faserverstärkers. Aufgetragen ist jeweils die Intensität über der Wellenlänge. Der obere Graph zeigt das komplette Emissionsspektrum mit der deutlich sichtbaren Verstärkung des Master-Oszillators. Auf dem unteren Graphen ist ein Ausschnitt des Spektrums zu sehen, jeweils einmal mit und ohne eingesetztem ASE Filter.



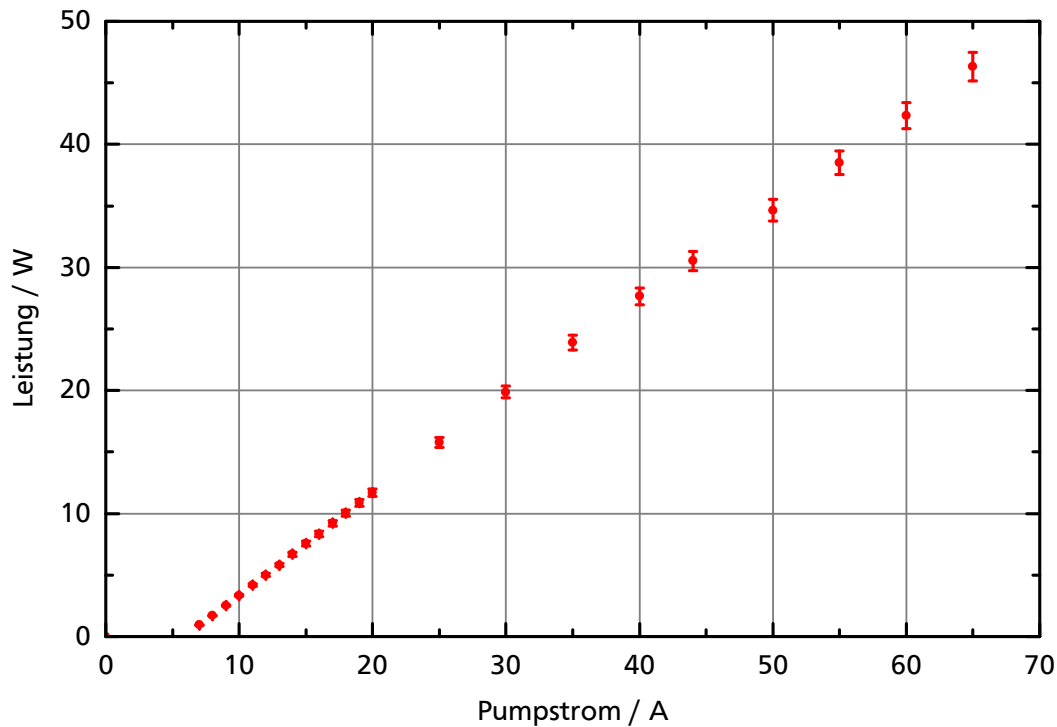


Abbildung 3.12: Kennlinie des Pumplasers (Ausgekoppelt mit einem Faserkoppler  $f=7$  mm). Aufgetragen ist die Ausgangsleistung über dem Diodenstrom.

Emission ist im Vergleich zum Level des verstärkten Licht aus dem Master-Oszillator um mehr als 62 dB unterdrückt. Dennoch ist auf dem oberen Graphen eine breite Emission bis in den Bereich um 1100 nm zu sehen. Der Verstärker könnte also auch bei deutlich längeren Wellenlängen betrieben werden. Der untere Graph zeigt einen Ausschnitt aus dem Spektrum. Hier ist zum Vergleich das Spektrum einmal mit ASE-Filter (grün) und ohne ASE-Filter (rot) aufgetragen. Der Filter erhöht die Unterdrückung der ASE auf über 77 dB.

Die Kennlinie des für den Verstärker verwendeten Pumplasers ist in Abb. 3.12 aufgetragen. Bei Auskopplung des Lichtes aus der Pumpe mit einem Faserkoppler<sup>22</sup> mit einer Brennweite von 7 mm konnte bei einem Pumpstrom von 65 A eine maximale Ausgangsleistung von 46,3 W gemessen werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt beträgt dabei 0,81 W/A. Der typische Arbeitspunkt des Pumplasers liegt bei etwa 25 A.

Die spektralen Eigenschaften des Pumplasers sind für den Betrieb eines Faserverstärkers nicht ideal. In Abb. 3.13 ist das Spektrum der Pumpe bei vier verschiedenen Pumpströmen aufgezeichnet. Es ist leicht zu erkennen, dass nur bei besonders hohen Pumpströmen ein großer Teil dieses Spektrums im Bereich des Absorptionsmaximums von Ytterbium liegt.

<sup>22</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

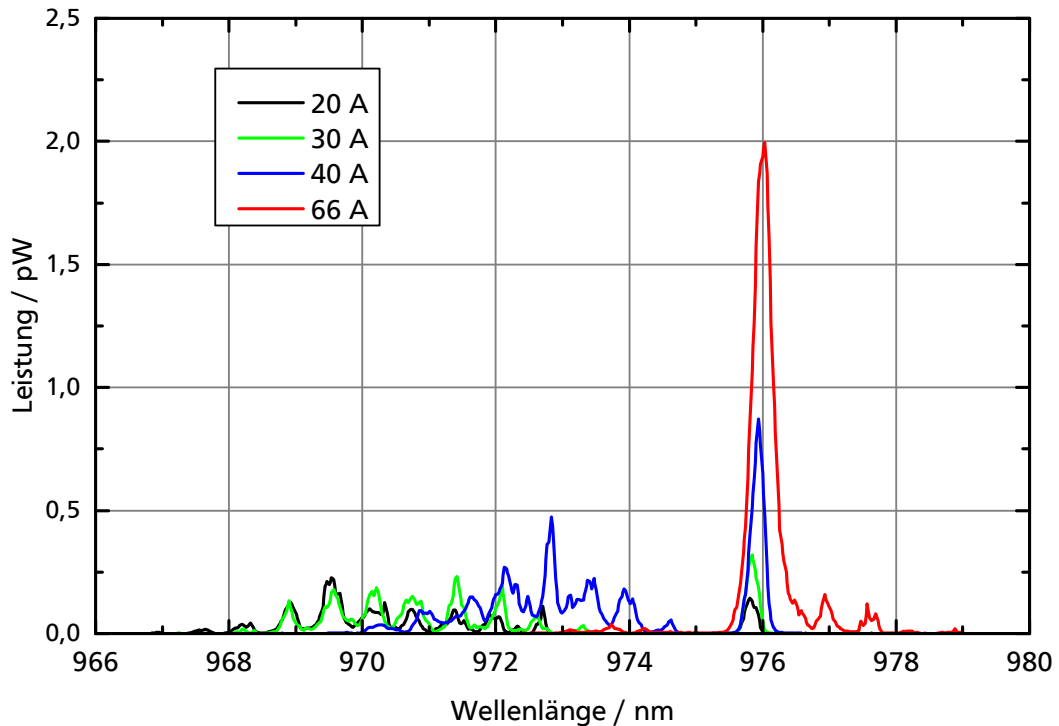


Abbildung 3.13: Spektrum des Pumplasers bei unterschiedlichen Diodenströmen. Aufgetragen ist die Intensität über der Wellenlänge. Mit steigendem Pumpstrom steigt auch der Anteil der Leistung bei 976 nm.

Damit geht beim Betrieb des Verstärkers mit einem niedrigeren Pumpstrom viel Pumplicht verloren, da es nicht absorbiert wird. Das ist insofern problematisch, als die überzählige Leistung in diversen Optiken und dem Faraday Isolator deponiert wird. Allerdings konnten auch im Dauerbetrieb keine Instabilitäten oder Beschädigungen festgestellt werden.

Eine genauere Untersuchung der Pumpeffizienz ist in Abb. 3.14 zu sehen. Hier ist der Anteil des Lichtes aus dem Pumplaser, der im Bereich des Absorptionsmaximums zwischen 975 nm und 977 nm liegt, über der Leistung des Pumplasers aufgetragen. Bis zu einer Leistung von über 25 W beträgt der effizient nutzbare Anteil des Pumplichtes unter 30 %. Erst danach steigt dieser Anteil deutlich an. Bei der maximalen Ausgangsleistung befinden sich über 97 % der Leistung im nutzbaren Bereich.

Dieser Effekt ist mit der Architektur der Pumpdiode erklärbar. Ein *volume holographic grating* (VHG), soll die Ausgangsleistung des Lasers auf eine Wellenlänge von 976 nm stabilisieren. Das Spektrum verschiebt sich jedoch stark mit dem Pumpstrom, wodurch es erst bei hohen Leistungen in dem Bereich liegt, in dem das VHG effizient arbeitet. Ein alternativer Pumplaser wird in Kapitel 5.2.2 vorgestellt.

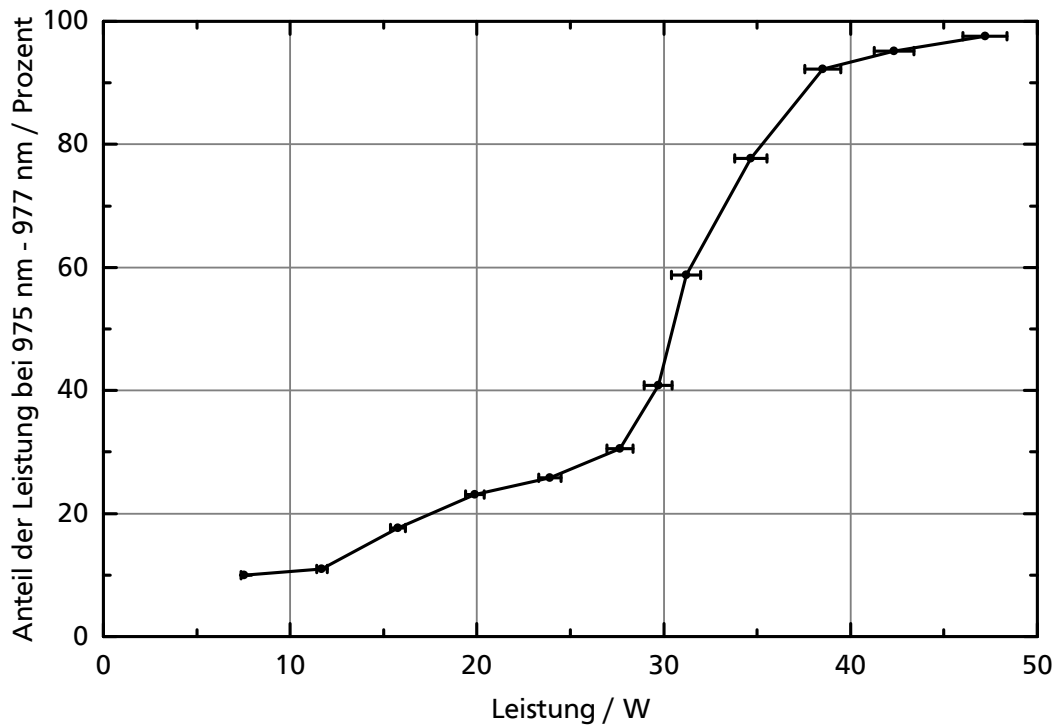


Abbildung 3.14: Spektrale Effizienz des eingesetzten Pumplasers. Aufgetragen ist der Anteil des Lichts, der zur Anregung des Ytterbiums geeignet ist, über der Pumpleistung. Erst bei sehr hohen Pumpleistungen ist ein effizienter Betrieb des Faserverstärkers möglich.

Ein mögliches Problem bei der Arbeit mit Faserverstärkern ist das Auftreten nichtlinearer Effekte durch die hohen Leistungen, die in den Fasern transportiert werden müssen. Besonders die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) verhindert eine beliebige Skalierbarkeit der erreichbaren Ausgangsleistungen [86, 94]. Dabei wird ein Teil der Leistung im Kern durch eine Modulation des Brechungsindex in der Faser zurückgestreut und dann verstärkt [95]. Dieser Effekt kann so groß sein, dass die Faser beschädigt oder zerstört wird [96]. Referenz [97] schlägt Methoden zur Messung möglicher SBS vor.

Auch der hier vorgestellte Verstärker wurde bezüglich SBS untersucht. Dazu wurde eine Messung der zurückgestreuten Leistung als Funktion der Ausgangsleistung des Verstärkers durchgeführt. Der für diese Messung leicht modifizierte Aufbau des Verstärkers ist in Abb. 3.15 skizziert. Vor die Einkoppellinse zur Yb-Faser wird ein Strahlteiler so positioniert, dass ein Teil des zurückgestreuten Lichtes von einem Leistungsmessgerät detektiert werden kann. Um durch die Faser transmittiertes Pumplicht zu unterdrücken, werden zwei Langpassfilter<sup>23</sup> in den ausgekoppelten Strahl gestellt. Eine zusätzliche Irisblende garantiert, dass ausschließlich Licht aus dem dotierten Kern der Faser untersucht wird.

<sup>23</sup>995AELP, Omega Optical, Inc., [www.omegafilters.com](http://www.omegafilters.com)

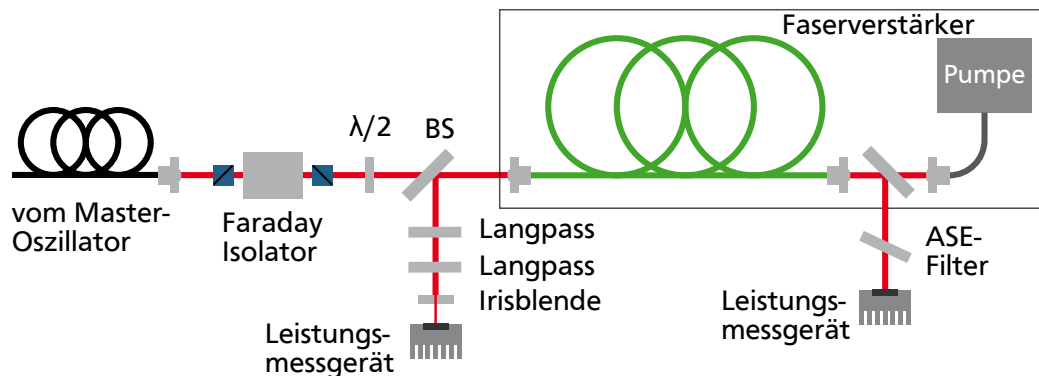


Abbildung 3.15: Der zur Messung der SBS verwendete modifizierte Aufbau des Faserverstärkers. Mit einem Strahlteiler (BS) wird ein Teil der rückwärts gestreuten Leistung im Verstärker abgezweigt und durch zwei Langpassfilter vom Pumplicht getrennt. Das Licht aus dem Kern wird durch eine Irisblende vom Mantel separiert. Bild in Anlehnung an Referenz [93].

Die Ergebnisse der Messung werden in Abb. 3.16 gezeigt. Aufgetragen ist die zurückgestreute Leistung aus dem Faserkern über der Ausgangsleistung des Verstärkers. Dabei wurden zwei Fasern unterschiedlicher Länge untersucht. Es zeigt sich, dass für eine Faserlänge von 3,17 m bei einer Ausgangsleistung von über 8 W ein starker Anstieg im zurückgestreuten Licht beobachtet werden kann (rot). Dabei handelt es sich wahrscheinlich um SBS. Für eine Faserlänge von 1,8 m ist ein solcher Effekt bis zu einer Ausgangsleistung von 11 W nicht zu beobachten (schwarz).

Zusätzlich wurde der Einfluss der Eingangspolarisation auf das Verhalten der zurückgestreuten Leistung untersucht. Dazu wurden Aufnahmen von jeweils drei verschiedenen Einstellungen für die  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte vor der Yb-Faser gemacht. Es wird deutlich, dass eine größere Abweichung von der für die Polarisationserhaltung idealen Einstellung zu einer Steigerung der zurückgestreuten Leistung führt. Bei der längeren Faser tritt also für eine nicht ideale Polarisation auch SBS früher auf. Bei einer Faserlänge von 1,8 m ist auch hier kein signifikanter Anstieg der zurückgestreuten Leistung zu beobachten. Damit ist davon auszugehen, dass in dem zur Verfügung stehenden Aufbau keine SBS auftritt.

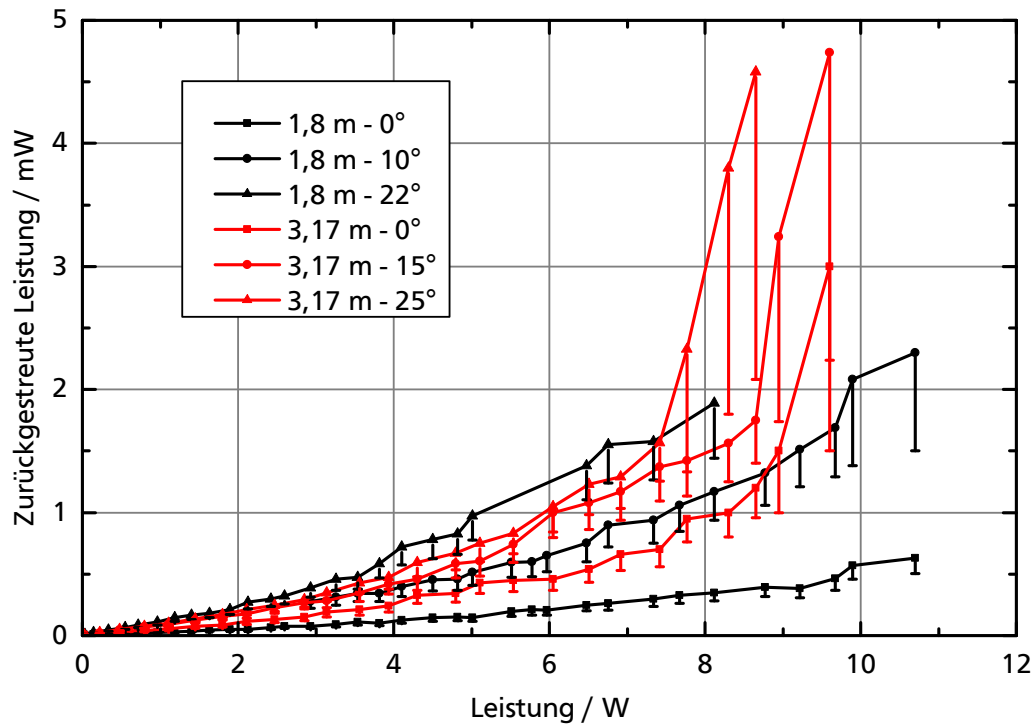


Abbildung 3.16: Messung zur Überprüfung des Auftretens stimulierter Brillouin-Streuung. Aufgetragen ist die zurückgestreute Leistung über der Ausgangsleistung des Faserverstärkers für zwei Faserlängen. Zusätzlich sind jeweils drei Winkeleinstellungen für die Abweichung der  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte von der bestmöglichen Polarisationserhaltung zu sehen. Die Daten in diesem Graphen wurden Referenz [93] entnommen.

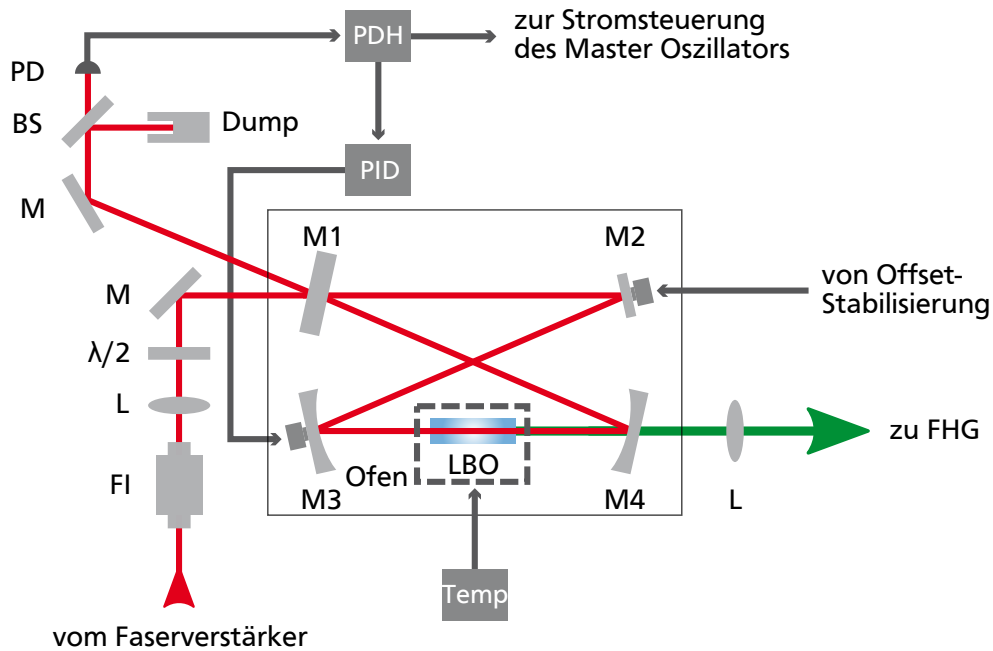


Abbildung 3.17: Aufbau der ersten Frequenzverdopplungsstufe mit dem entsprechenden Überhöhungsresonator. Eine Beschreibung der Spiegel M1-M4 ist dem Text zu entnehmen.

FI: Faraday Isolator, L: Linse, M: Spiegel, BS: Strahlteiler, PD: Photodiode, FHG: Frequenzvervierfachung, Temp: Temperatursteuerung, PID: PID-Regler, PDH: Pound-Drever-Hall Modul

### 3.4 Frequenzverdopplung

Die Frequenz des mit dem Aufbau in Kapitel 3.3 verstärkten Lichts muss zwei Mal verdoppelt werden, um die Zielwellenlänge von 257 nm zu erreichen. Informationen zur theoretischen Beschreibung des nichtlinearen Prozesses der Frequenzverdopplung (*second harmonic generation*, SHG) sind den Referenzen [98–100] zu entnehmen.

Der für das in dieser Arbeit vorgestellte Lasersystem verwendete Aufbau zur Konversion des infraroten Lichts bei 1028 nm zu grünem Licht bei 514 nm ist in Abb. 3.17 skizziert. Es handelt sich dabei um einen Überhöhungsresonator in Bow-Tie Konfiguration mit einem Faltungswinkel von 25°. Dieser hat im Vergleich zu linearen Resonatoren den Vorteil, dass kein Strahl direkt zurück in die Einkoppelrichtung reflektiert wird. Außerdem werden zusätzliche nichtlineare Verluste vermieden, da das Licht den Kristall nur in einer Richtung durchquert. Vor dem Resonator befindet sich dennoch ein Faraday Isolator<sup>24</sup> zum Schutz von Rückreflexen, beispielsweise vom verwendeten nichtlinearen Kristall. Dieser besitzt eine Transmission

<sup>24</sup>FI-1060-5SC, Qioptiq Photonics GmbH & Co KG, [www.qioptiq.com](http://www.qioptiq.com)

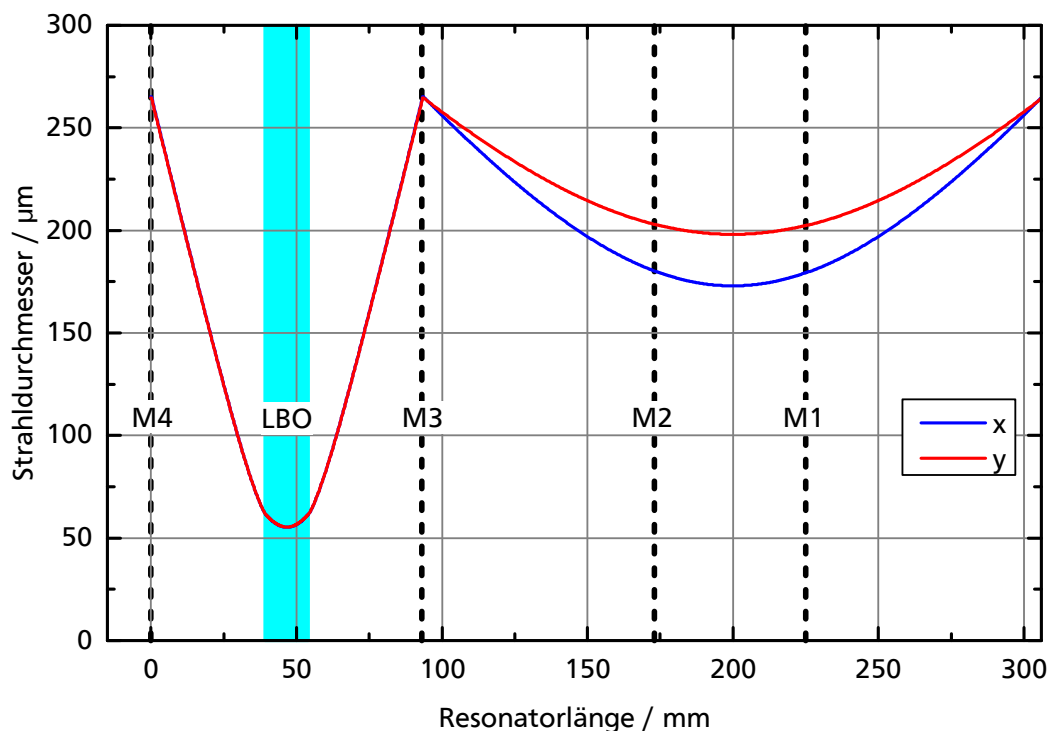


Abbildung 3.18: Simulierter Strahldurchmesser im ersten Überhöhungsresonator über der Weglänge. Zu sehen ist in blau der Durchmesser in horizontaler und in rot in vertikaler Richtung. Die Position der Spiegel und des nichtlinearen Kristalls ist entsprechend markiert.

von 91,7 % bei einer Isolation von 39,4 dB in Sperrrichtung. Eine anschließende Linse mit einer Brennweite von 200 mm passt den Durchmesser des Strahls an die Mode des Resonators an. Dadurch werden höhere Moden bei idealer Justage des Resonators um einen Faktor 100 im Vergleich zur Grundmode unterdrückt. Zusätzlich sorgt eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte für eine Anpassung der Polarisierung für den nichtlinearen Prozess.

Um eine ausreichende Überhöhung im Resonator zu erreichen, muss seine Länge kontinuierlich an die Wellenlänge des Lasers angepasst sein und ein Vielfaches von  $\frac{\lambda}{2}$  betragen. Zur Gewährleistung dieses Kriteriums wird der Resonator nach dem Pound-Drever-Hall Verfahren stabilisiert [101, 102]. Dazu werden dem Laser vor dem Eingang in den Resonator Seitenbänder mit einem Abstand von 14 MHz zur Grundmode aufmoduliert. Dieses hochfrequente Signal wird von einem Pound-Drever-Hall Modul<sup>25</sup> zur Verfügung gestellt und in einen HF-Eingang an der Stromsteuerung des Master-Oszillators geführt. Eine schnelle Photodiode<sup>26</sup> detektiert das vom Einkoppelspiegel (M1) des Resonators reflektierte Licht.

<sup>25</sup>miniPDH, TEM Messtechnik GmbH, [www.tem-messtechnik.de](http://www.tem-messtechnik.de)

<sup>26</sup>SFH 205 FA, OSRAM Opto Semiconductors GmbH, [www.osram-os.com](http://www.osram-os.com)

Dieses Signal wird vom Pound-Drever-Hall Modul mit dem Modulationssignal für den Laser gemischt. So wird ein Fehlersignal erzeugt, das einem PID-Regler die Stabilisierung des Resonators ermöglicht. Als Stellgröße dient die Ausdehnung eines Piezoaktors<sup>27</sup>, auf dem einer der gekrümmten Spiegel (M3) des Resonators montiert ist. Um die Photodiode nicht zu beschädigen, wird der Großteil der am Resonator reflektierten Strahlung von einem Strahlteiler in eine Strahlfalle gelenkt.

Beim Resonator selbst wurde auf eine möglichst kompakte Bauweise geachtet, damit ein möglichst großer FSR bei gleichzeitig hoher Konversionseffizienz erreicht werden kann. Der große FSR erleichtert später die Stabilisierung des Resonators bei einer Verstimmung der Frequenz des Lasers. Die Umlauflänge im Resonator beträgt 30,5 cm, was einen FSR von 983 MHz zur Folge hat.

Der Einkoppelspiegel M1 besitzt eine Reflektivität von 97 % für 1028 nm. Die Transmission ist mit 3 % geringfügig kleiner als die nach Referenz [103] berechneten 3,6 %. Allerdings zeigen entsprechende Rechnungen, dass die damit einhergehenden Verluste bei der Konversionseffizienz vernachlässigbar sind. Der Spiegel ist auf seiner Rückseite mit einer Antireflexbeschichtung für 1028 nm versehen.

Die Spiegel M2-M4 sind jeweils hochreflektierend für 1028 nm und weisen eine hohe Transmission bei 514 nm auf. Alle Rückseiten sind antireflexbeschichtet für 514 nm. Spiegel M2 ist auf einem Piezoaktor<sup>28</sup> montiert. Dieser wird durch den in Kapitel 3.6 vorgestellten Aufbau angesteuert und ermöglicht es dem Resonator, kontinuierlichen Frequenzänderungen des Lasers zu folgen. Die beiden gekrümmten Spiegel haben jeweils einen Krümmungsradius von 75 mm. Die Abstände der Spiegel können in Anhang D nachgeschlagen werden.

Mit den gegebenen Reflektivitäten kann nach

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \cdot \sqrt{\sqrt{R_{M1}R_{M2}R_{M3}R_{M4}}}}{1 - \sqrt{R_{M1}R_{M2}R_{M3}R_{M4}}} \quad (3.1)$$

die Finesse des Resonators zu 186 abgeschätzt werden [98]. Eine Messung der Transmission mit anschließender Anpassung einer Airy-Funktion ergibt eine Finesse von  $173 \pm 1$ .

Mit einer speziellen Software<sup>29</sup> kann der Verlauf des Strahldurchmessers über der Länge des Resonators simuliert werden. Die für den in diesem Kapitel vorgestellten Resonator durchgeführte Simulation in horizontaler und vertikaler Ebene ist in Abb. 3.18 aufgetragen. Die Strahltaile im Fokus beträgt 55  $\mu\text{m}$  und ist damit etwas größer als das nach Referenz [99] berechnete Optimum von 29  $\mu\text{m}$ . Da die theoretisch zu erwartende Konversionseffizienz ausreichend war, wurde hier zugunsten eines geringeren Astigmatismus und einer höheren Stabilität des Resonators auf eine mögliche höhere Konversionseffizienz verzichtet.

---

<sup>27</sup>PA 4/12, Piezosystem Jena GmbH, [www.piezosystem.com](http://www.piezosystem.com)

<sup>28</sup>PA 16/12, Piezosystem Jena GmbH, [www.piezosystem.com](http://www.piezosystem.com)

<sup>29</sup>JLaserLab, [www.iap.tu-darmstadt.de/lqo/research/laser-development/software](http://www.iap.tu-darmstadt.de/lqo/research/laser-development/software)



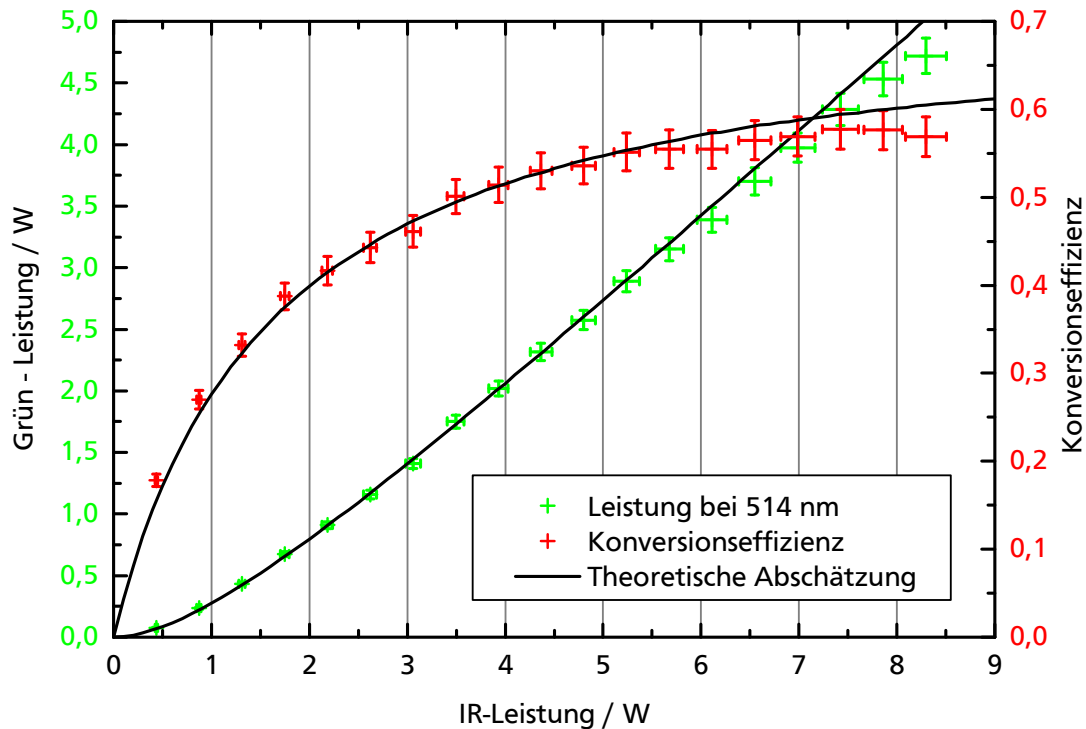


Abbildung 3.19: Kennlinie der ersten Frequenzverdopplungsstufe. Jeweils über der eingestrahlten Leistung bei 1028 nm ist auf der linken Achse die Leistung im Grünen und auf der rechten Achse die Konversionseffizienz aufgetragen. Zusätzlich ist die im Text beschriebene theoretische Abschätzung eingezeichnet. Die leichte Abweichung für hohe Leistungen ist mit einer nicht mehr perfekten Phasenanpassungstemperatur zu erklären.

Für den nichtlinearen Prozess der Frequenzverdopplung wird ein LBO Kristall<sup>30</sup> mit einer Länge von 15 mm verwendet, der sich im Fokus des Überhöhungsresonators befindet. Da die Phasenanpassung für den zur SHG verwendeten Typ I Prozess nicht-kritisch über die Kristalltemperatur erfolgt, ist der Kristall in den Winkeln  $\theta = 0^\circ$  und  $\phi = 90^\circ$  geschnitten. Ein Walkoff zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl kann bei dieser Methode vermieden werden. Um die Phasenanpassung zu erreichen, ist der Kristall in einem Ofen aus Teflon untergebracht und wird durch einen Temperaturregler<sup>31</sup> dauerhaft auf eine Temperatur von 197 °C stabilisiert. Zur Vermeidung höherer linearer Verluste im Resonator ist der Kristall zusätzlich mit einer Antireflexbeschichtung für 1028 nm und 514 nm versehen.

Abb. 3.19 zeigt jeweils über der eingestrahlten Leistung bei 1028 nm auf der linken Achse die erzielte Leistung bei 514 nm (grün) und auf der rechten Achse die entsprechende

<sup>30</sup>Crystals of Siberia, Ltd.

<sup>31</sup>2604, Eurotherm / Invensys Systems GmbH, [www.eurotherm.com](http://www.eurotherm.com)

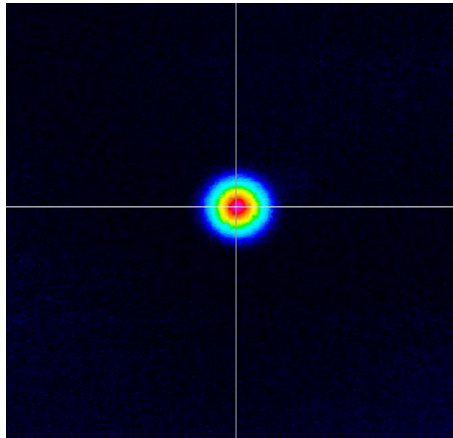


Abbildung 3.20: Strahlprofil des Lasers nach der Frequenzverdopplung. Der Strahl ist nahezu Gaußförmig mit einer Elliptizität von  $>0,95$ .

Konversionseffizienz (rot). Mit einer maximal eingestrahnten Leistung von 8,3 W konnten 4,72 W bei 514 nm erzeugt werden. Dabei wurde eine maximale Konversionseffizienz von 58 % erreicht.

Eine theoretische Abschätzung (schwarz), die für die Konstruktion des Resonators vorgenommen wurde und auf Referenz [99] basiert, zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Die linearen Verluste im Resonator wurden für diese Simulation mit 1,7 % abgeschätzt. Die leichten Abweichungen von den gemessenen Werten bei hohen Leistungen sind durch eine nicht mehr ideale Temperatur im LBO zu erklären. Durch die hohen im Resonator umlaufenden Leistungen erwärmt sich der Kristall leicht, was die Phasenanpassung minimal verschlechtert.

Eine Messung der Leistung über einen Zeitraum von 600 s ergibt bei einem Mittelwert von 1004 mW eine Standardabweichung von 1,7 mW und eine Abweichung zwischen minimaler und maximaler Ausgangsleistung von 1,1 %.

Nach dem Überhöhungsresonator wird der Ausgangsstrahl durch eine Linse mit einer Brennweite von 150 mm kollimiert und zeigt ein nahezu gaußförmiges Strahlprofil. Mit Hilfe einer Strahlanalyse-Kamera kann eine Elliptizität von über 0,95 gemessen werden. In Abb. 3.20 ist eine Aufnahme des kollimierten Strahls zu sehen, der durch seine Form gut geeignet ist, um in einem weiteren Schritt erneut in einen Überhöhungsresonator eingekoppelt zu werden.

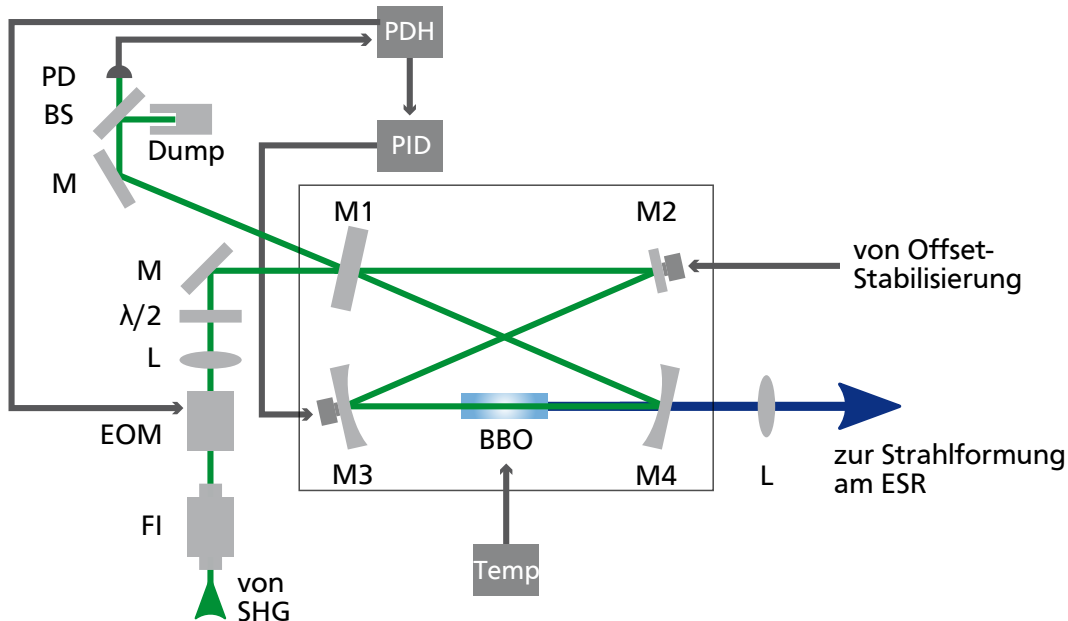


Abbildung 3.21: Aufbau der zweiten Frequenzverdopplungsstufe. Im Vergleich zu Abb. 3.17 wird ein Elektro-Optischer Modulator (EOM) zur Erzeugung der Seitenbänder für die Stabilisierung verwendet. Die dazu erforderlichen Signale werden vom PDH Modul zur Verfügung gestellt. Die Beschreibung der Spiegel M1-M4 ist dem Text zu entnehmen.

### 3.5 Frequenzvervierfachung und Strahltransport am ESR

Für die Vervierfachung der Frequenz wird ein ähnlicher Aufbau verwendet wie zur Frequenzverdopplung. Der entsprechende Aufbau ist in Abb. 3.21 illustriert.

Das Licht aus der Frequenzverdopplung passiert zunächst einen Faraday Isolator<sup>32</sup>, der Rückreflexe unterbindet. Dieser Isolator besitzt eine Transmission von 90 % bei einer Isolations von 39,5 dB in Sperrrichtung. Darauf folgt ein Elektro-Optischer Modulator (EOM)<sup>33</sup>, der verwendet wird, um dem Licht die für die Pound-Drever-Hall Stabilisierung nötigen Seitenbänder aufzumodulieren. Dazu wird der EOM mit einer Frequenz von 20 MHz aus einem Pound-Drever-Hall Modul<sup>34</sup> gespeist. Dieses erhält zusätzlich das Signal aus einer Photodiode<sup>35</sup>, die den an Spiegel M1 reflektierten und anschließend abgeschwächten Strahl aufnimmt. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, ist auch hier die Stabilisierung des Resonators mit einem PID-Regler möglich. Es dient wie bei der SHG die Ausdehnung eines Piezoaktors<sup>36</sup>,

<sup>32</sup>711A, conoptics, Inc., [www.conoptics.com](http://www.conoptics.com)

<sup>33</sup>EO-T20M3-VIS, Qubig GmbH, [www.qubig.com](http://www.qubig.com)

<sup>34</sup>miniPDH, TEM Messtechnik GmbH, [www.tem-messtechnik.de](http://www.tem-messtechnik.de)

<sup>35</sup>FDS100, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>36</sup>PA 4/12, Piezosystem Jena GmbH, [www.piezosystem.com](http://www.piezosystem.com)

auf den Spiegel M3 montiert ist, als Stellgröße. Vor der Einkopplung in den Resonator passiert das Licht noch eine Linse mit einer Brennweite von 500 mm zur Anpassung des Strahldurchmessers und eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte zur Einstellung der Polarisierung.

Der Überhöhungsresonator selbst ist, wie der Resonator zur Frequenzverdopplung, in Bow-Tie Konfiguration mit einem Faltungswinkel von  $25^\circ$  aufgebaut. Der plane Einkoppelspiegel M1 hat für 514 nm eine Reflektivität von 97,5 %. Nach Referenz [103] entspricht dies der idealen Transmission. Zusätzlich trägt der Spiegel auf der Rückseite eine Antireflexbeschichtung für 514 nm. Der zweite plane Spiegel M2 ist auf einen Piezoaktor<sup>37</sup> montiert. Dieser wird wie bei der SHG zur Unterstützung der Stabilisierung bei einer Verstimmung der Laserfrequenz verwendet. Der Spiegel ist, genau wie die beiden gekrümmten Spiegel M3 und M4, hochreflektierend für 514 nm. Spiegel M4 dient als Auskoppler für das erzeugte UV-Licht und ist beidseitig für 257 nm antireflexbeschichtet. Die Transmission bei 257 nm wird vom Hersteller<sup>38</sup> mit etwa 80 % angegeben. Die gekrümmten Spiegel M3 und M4 besitzen jeweils einen Krümmungsradius von 75 mm. Die Abstände der Spiegel können in Anhang D nachgeschlagen werden.

Die Länge des Resonators beträgt 37,5 cm, was einem FSR von 799 MHz entspricht. Es konnte durch die Anpassung einer Airy-Funktion an das Transmissionssignal des Resonators eine Finesse von  $181 \pm 1$  bestimmt werden. Eine theoretische Abschätzung mit den von den Herstellern angegebenen Reflektivitäten der Spiegel ergibt unter Verwendung von Gleichung 3.1 eine Finesse von 183.

Als nichtlineares Medium dient ein Beta-Bariumborat (BBO) Kristall<sup>39</sup> mit einer Länge von 10 mm. Da der Typ-I-Prozess kritisch über den Winkel angepasst wird, ist der Kristall unter den Winkeln  $\theta = 50,2^\circ$  und  $\phi = 90^\circ$  geschnitten und weist einen Walkoff von 85,11 mrad auf, der mit der Software SNLO<sup>40</sup> bestimmt wurde. Außerdem ist der Kristall für die Wellenlängen 514 nm und 257 nm antireflexbeschichtet und wird mittels eines Peltier-Elements dauerhaft auf  $40^\circ\text{C}$  geheizt, da er stark hygroskopisch ist. Bei Raumtemperatur ist mit Beschädigungen durch die Luftfeuchte zu rechnen.

Abb. 3.22 zeigt den simulierten Verlauf des Strahldurchmessers im Resonator in horizontaler und vertikaler Ebene. Die Strahltaille des Fokus im Kristall beträgt  $32\text{ }\mu\text{m}$ , was nur etwas größer als die nach Ref. [99] berechneten  $24\text{ }\mu\text{m}$  ist. Auf dem fokussierten Arm des Resonators besteht so gut wie kein Astigmatismus, wie der Abbildung entnommen werden kann.

In Abb. 3.23 ist jeweils über der eingestrahnten Leistung bei 514 nm auf der linken Achse die erzielte Leistung bei 257 nm (blau) und auf der rechten Achse die zugehörige Konversionseffizienz (rot) aufgetragen. Bei einer maximalen Leistung von 97 mW wurde eine Konversionseffizienz von 10,1 % erreicht. Die Daten weichen nur leicht von der nach Re-

---

<sup>37</sup>PA 8/12, Piezosystem Jena GmbH, [www.piezosystem.com](http://www.piezosystem.com)

<sup>38</sup>CVI Laser, LLC., [www.cvilaseroptics.com](http://www.cvilaseroptics.com)

<sup>39</sup>Castech, Inc., [www.castech.com](http://www.castech.com)

<sup>40</sup>Select Non-Linear Optics, [www.as-photonics.com/snlo](http://www.as-photonics.com/snlo)

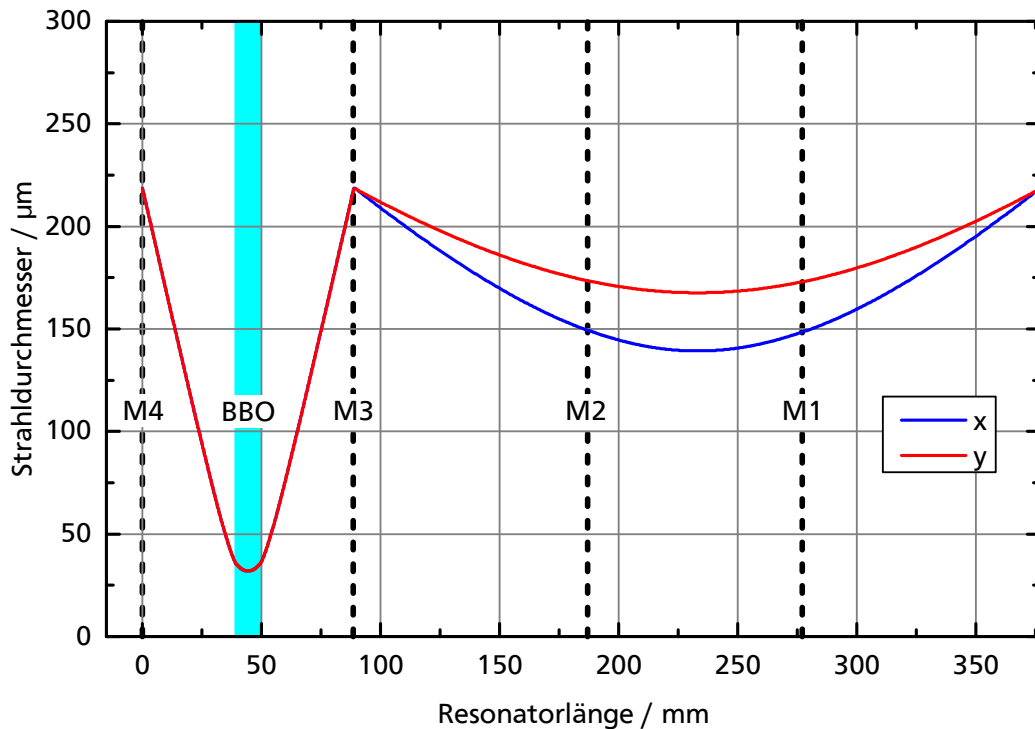


Abbildung 3.22: Simulierter Strahldurchmesser im zweiten Überhöhungsresonator über der Weglänge. Zu sehen ist in blau der Durchmesser in horizontaler und in rot in vertikaler Richtung. Die Position der Spiegel und des nichtlinearen Kristalls ist entsprechend markiert.

ferenz [99] berechneten theoretischen Abschätzung (schwarz) ab. Allerdings wurde dabei berücksichtigt, dass der BBO Kristall nicht die bestmögliche Qualität aufweist. Es wurde ein effektiver nichtlinearer Koeffizient von  $d_{\text{eff}} = 1 \text{ pm/V}$  angenommen. Die theoretischen Leistungen und Effizienzen für einen idealen BBO Kristall mit einem effektiven nichtlinearen Koeffizienten von  $d_{\text{eff}} = 1,7 \text{ pm/V}$  sind gestrichelt dargestellt. Von starken Qualitätsunterschieden in BBO wurde bereits in anderen Veröffentlichungen berichtet [104].

Der Ausgangsstrahl besitzt in Nahfeld nach dem Resonator ein nicht gaußförmiges Strahlprofil. Dabei handelt es sich um ein bekanntes Phänomen [105]. Die angenommenen linearen Verluste im Resonator für die gezeigten Abschätzungen betragen 2 %. Für die Laserkühlung ist wie in Kapitel 2.3.6 beschrieben eine Leistung von etwa 18 mW bei 257 nm nötig. Die erzielte Ausgangsleistung ist also für die Anwendung bei der Laserkühlung ausreichend. Bei einer Messung über 600 s konnte bei einem Mittelwert von 98,9 mW eine Abweichung zwischen minimaler und maximaler Leistung von 7,5 % beobachtet werden. Die Standardabweichung betrug 1,3 mW. Insgesamt wurde im Dauerbetrieb festgestellt, dass der Kristall nach einigen Stunden degradiert und die konvertierte Leistung stark abnimmt. Es muss dann

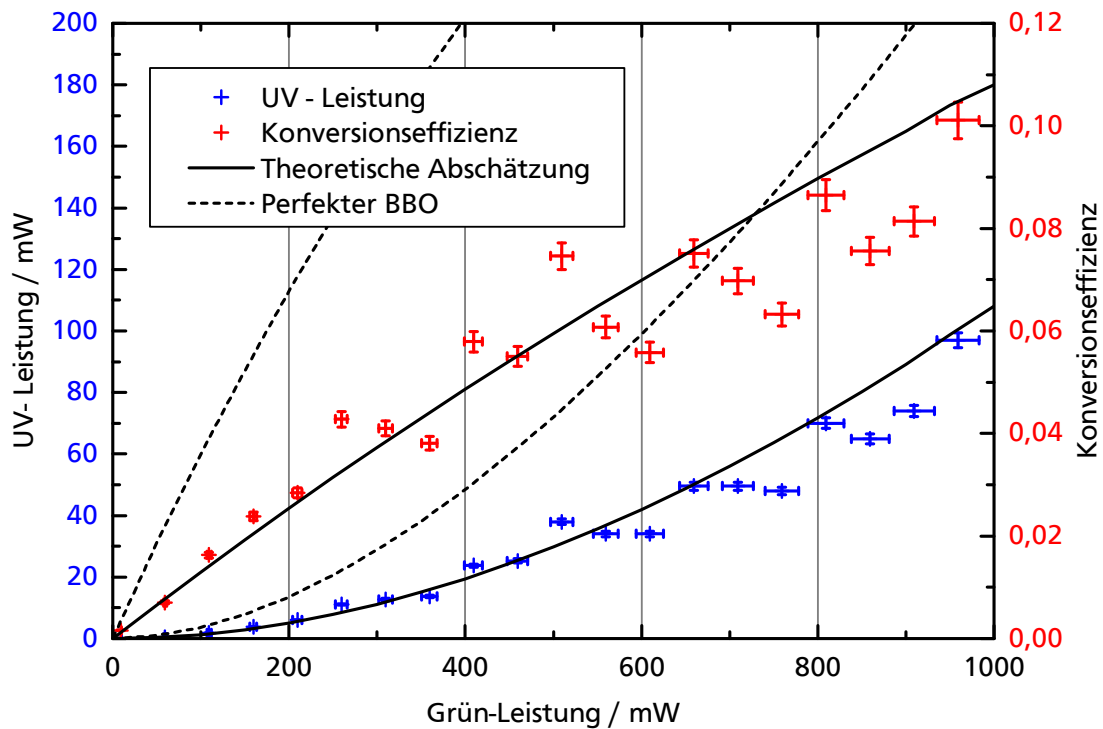


Abbildung 3.23: Kennlinie der zweiten Frequenzverdopplungsstufe. Jeweils über der eingestrahlten Leistung bei 514 nm ist auf der linken Achse die Leistung im UV und auf der rechten Achse die Konversionseffizienz aufgetragen. Zusätzlich ist die im Text beschriebene theoretische Abschätzung eingezeichnet. Hierbei wurde für die durchgezogene Linie angenommen, dass für BBO Kristall  $d_{\text{eff}}=1 \text{ pm/V}$  gilt, bei der gestrichelten Linie dagegen der Literaturwert von  $d_{\text{eff}}=1,7 \text{ pm/V}$ .

eine neue Stelle im Kristall gesucht werden, bei der ein effizienter Betrieb möglich ist. Dies ist ein bekannter Effekt in BBO Kristallen, dessen Grund jedoch nicht vollständig geklärt ist [106, 107]. Eine Alternative zum BBO für eine stabilere Frequenzvervierfachung wird in Kapitel 5.2.1 diskutiert.

Weil das ultraviolette Licht nicht durch Glasfasern transportiert werden kann, wurde für das Experiment am ESR eine Freistrahlstrecke über fast 50 m aufgebaut, über die der Strahl aus dem ESR-Laserlabor zum Einlassfenster am ESR selbst transportiert wurde.

In Abb. 3.24 ist schematisch der Strahltransport zum Ring sowohl als horizontaler als auch als vertikaler Schnitt zu sehen. Die Grafik ist der Masterthesis von Johannes Ullmann entnommen, der die Transportstrecke aufgebaut hat [108]. Details zum Transport der Strahlen und Simulationen zu den verwendeten Teleskopen können dieser Arbeit entnommen werden.

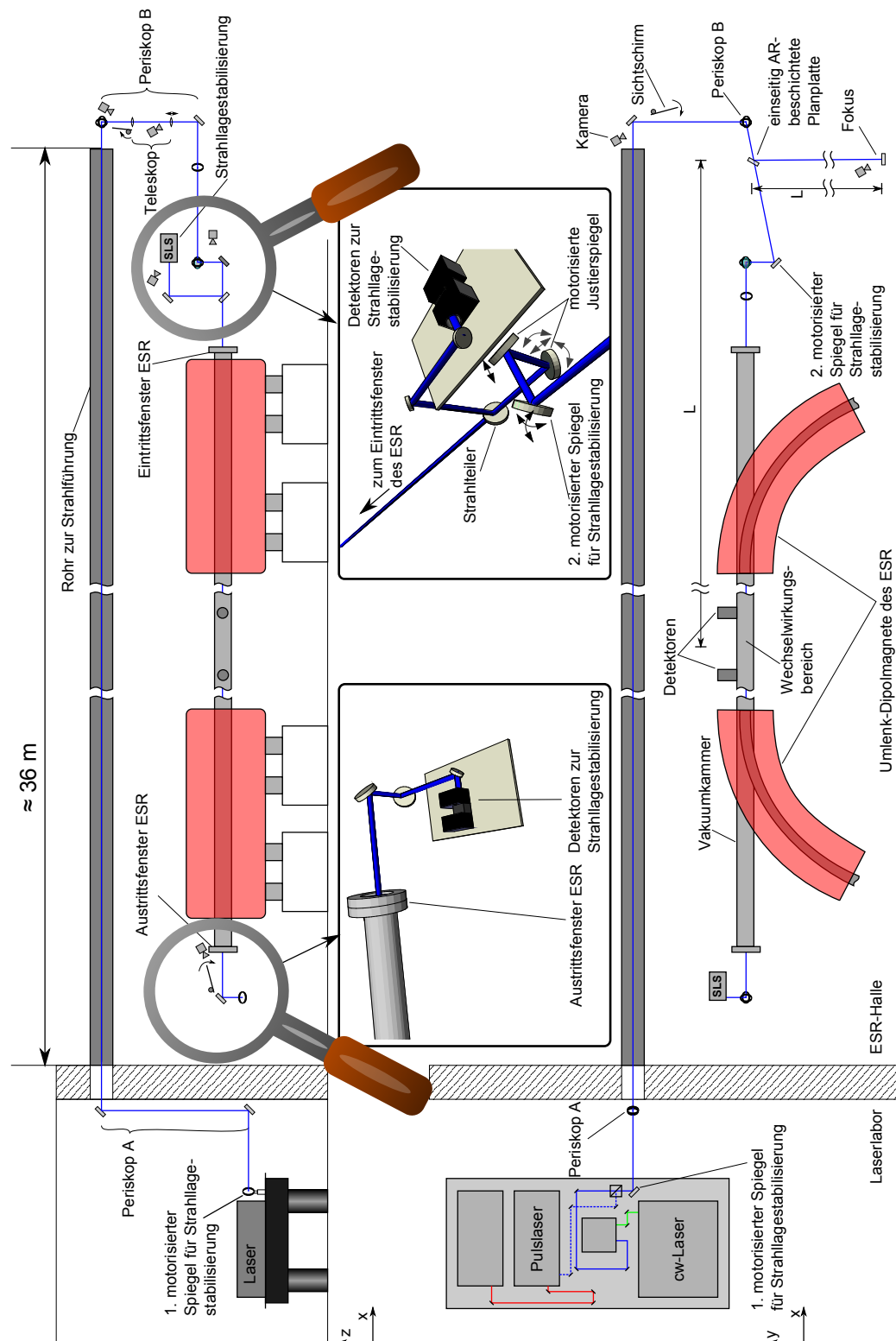


Abbildung 3.24: Übersicht zum Transport des Laserstrahls zum ESR. Verwendung der Grafik mit freundlicher Genehmigung von Johannes Ullmann [108].

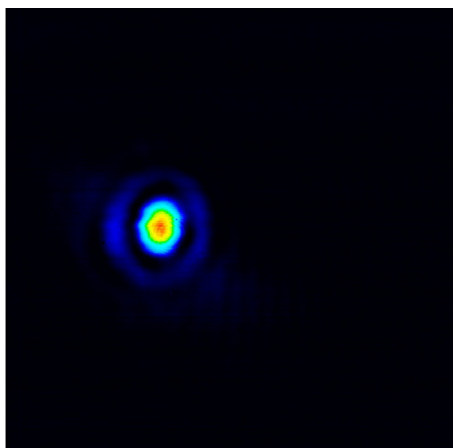


Abbildung 3.25: Strahlprofil des Lasers in der Wechselwirkungszone am ESR. Die Strahl-taille beträgt etwa  $250\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Elliptizität von 0,85. Der leichte Halo wird wahrscheinlich durch eine der vielen Aperturen beim Strahltransport verursacht.

Der Strahl wird zunächst im Laserlabor vom optischen Tisch über ein Periskop (A) zu einem Durchlass in den Wänden zum ESR geleitet, nachdem er mit einem Teleskop aufgeweitet wurde. Anschließend muss er durch ein 36 m langes Rohr, das an der Decke befestigt ist, auf die andere Seite des Rings transportiert werden. Da der Strahldurchmesser auf dieser langen Strecke sehr groß werden kann, wurden für den Transport hochreflektierende Spiegel<sup>41</sup> mit einem Durchmesser von 3 Zoll verwendet.

Mit einem zweiten Periskop (B) wird der Strahl auf die Höhe des Eintrittsfensters gebracht. In diesem Periskop befindet sich auch ein Teleskop, das den Fokus in der Wechselwirkungszone im ESR erzeugt. Um diesen Fokus vermessen zu können, wird mit einem Strahlteiler ein Teil der Leistung des Lasers abgezweigt. So ist es möglich, mit einer Strahlkamera<sup>42</sup> die Position des Fokus im abgezweigten Arm des Strahls zu bestimmen. In Abb. 3.25 ist eine solche Aufnahme zu sehen. Der Strahl besitzt eine Taille von etwa  $250\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Elliptizität von 0,85.

Vor dem Eintrittsfenster zum ESR passiert der Laserstrahl drei Spiegel, die durch Schrittmotoren bewegt werden können. Diese sind aus dem Laserlabor heraus steuerbar und ermöglichen es, die Lage des Laserstrahls im ESR zu ändern. Eine Beschreibung der Überlagerung des Laserstrahls mit dem Ionenstrahl ist in Kapitel 4.1 zu finden.

Insgesamt war es möglich, 64 % der Leistung, die im Laserlabor zur Verfügung steht, zum ESR zu transportieren. Bei Strahlbetrieb am ESR kann der Strahlverlauf in der ESR-Halle nicht verfolgt werden, weswegen an vier Stellen auf dem Transportweg Kameras angebracht sind, deren Aufnahmen im Laserlabor angeschaut werden können.

---

<sup>41</sup>HR257/45 PW3037UV, Laser Components GmbH, [www.lasercomponents.com](http://www.lasercomponents.com)

<sup>42</sup>WinCamD, DataRay, Inc., [www.dataray.com](http://www.dataray.com)



### 3.6 Absolute Stabilisierung und Abstimmbarkeit

Da der Master-Oszillator aufgrund thermischer Drifts nicht frequenzstabil ist, muss er auf eine Referenz stabilisiert werden. Für das hier vorgestellte System wurde als Referenz ein baugleicher Diodenlaser mit externem Resonator gewählt, der wiederum auf ein Wellenlängenmessgerät (WLM)<sup>43</sup> stabilisiert ist. Da der zweite Diodenlaser (in Abb. 3.1 ECDL 2 genannt) die gleichen spektralen Eigenschaften vorweist wie der Master-Oszillator, wird an dieser Stelle auf eine vollständige Charakterisierung verzichtet.

Der Aufbau des Referenzlasers entspricht grundsätzlich dem in Abb. 3.2 vorgestellten System. Besonders wichtig ist auch hier die Stabilisierung des internen Resonators auf den externen, ohne die eine dauerhafte Stabilisierung auf das WLM nicht möglich wäre, da sehr schnell Modensprünge auftreten würden. Der größte Teil der Leistung aus dem Referenzlaser wird jedoch für die Stabilisierung auf das WLM und die Frequenz-Offset-Stabilisierung verwendet, die den Master-Oszillator auf den Referenzlaser stabilisiert.

Für die Stabilisierung auf das WLM wird ein Teil des Lichts aus dem Referenzlaser in eine einzelmodige Faser eingekoppelt, die mit dem WLM verbunden ist. Eine selbstentwickelte Software, die auf LabView basiert und wie ein PID-Regler funktioniert, stabilisiert über eine Datenerfassungskarte<sup>44</sup>, einen Anschlussblock<sup>45</sup> und durch das auf einem Piezoaktor gelagerte Gitter die Frequenz des Lasers auf einen einstellbaren Wert.

In Abb. 3.26 sind die Ergebnisse dieser Stabilisierung über einen Zeitraum von 24 h zu sehen. Deutlich erkennbar ist die Stabilisierung dazu in der Lage, den Laser über einen langen Zeitraum auf einer konstanten Frequenz zu halten. Eine statistische Analyse der aufgenommenen Daten zeigt, dass die Standardabweichung kleiner als 640 kHz ist.

Für die Stabilisierung des Master-Oszillators auf den Referenzlaser kommt eine Frequenz-Offset-Stabilisierung basierend auf einem Frequenz-zu-Spannungs Wandler (FVC) zum Einsatz [109]. Der Schaltplan und der Signalverlauf des hierfür verwendeten Aufbaus sind in Abb. 3.27 illustriert.

Licht aus dem Referenzlaser und dem Master-Oszillator wird mittels einer X-Faser<sup>46</sup> auf einem schnellen Photodetektor<sup>47</sup> überlagert. Anschließend wird das Signal mit drei Verstärkern<sup>48</sup> um insgesamt 42 dB verstärkt, damit der nötige Eingangspegel von  $-6$  dBm für den folgenden Frequenzteiler<sup>49</sup> erreicht wird. Vor dem Frequenzteiler wird ein Teil des Signals durch einen Leistungsteiler<sup>50</sup> abgezweigt und steht zur Analyse durch einen elektrischen Spektrumanalysator (ESA) oder einen Frequenzzähler zur Verfügung. Der Frequenzteiler

<sup>43</sup>WS/7, Highfinesse GmbH, [www.highfinesse.com](http://www.highfinesse.com)

<sup>44</sup>PCI-6221, National Instruments GmbH, [www.ni.com](http://www.ni.com)

<sup>45</sup>BNC-2110, National Instruments GmbH, [www.ni.com](http://www.ni.com)

<sup>46</sup>FC980-50B-FC, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>47</sup>1434, New Focus, [www.newport.com](http://www.newport.com)

<sup>48</sup>1422, New Focus, und zwei Mal ZX60-14012L-S+, Mini-Circuits

<sup>49</sup>RFD-1800, AME HF-Technik, [www.ame-hft.de](http://www.ame-hft.de)

<sup>50</sup>ZFSC-2-10G+, Mini-Circuits, [www.minicircuits.com](http://www.minicircuits.com)

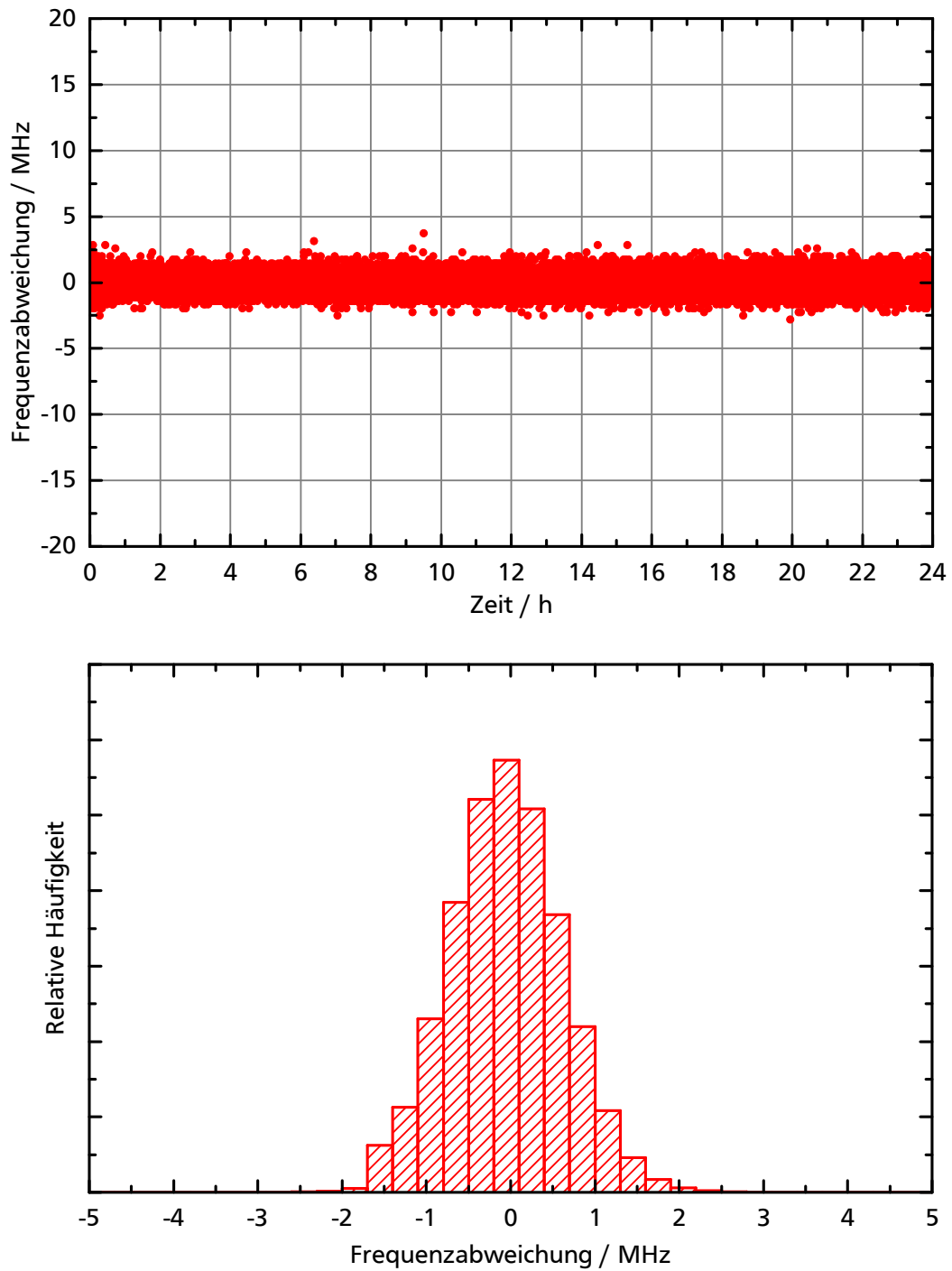


Abbildung 3.26: Auf dem oberen Graphen ist die Frequenzabweichung des absolut stabilisierten Lasers über einer Zeit von 24 h zu sehen. Die Messung zeigt, dass ein stabilisierter Dauerbetrieb des Lasers problemlos möglich ist. Der untere Graph zeigt die Häufigkeitsverteilung der Frequenzabweichung aus der oberen Messung.

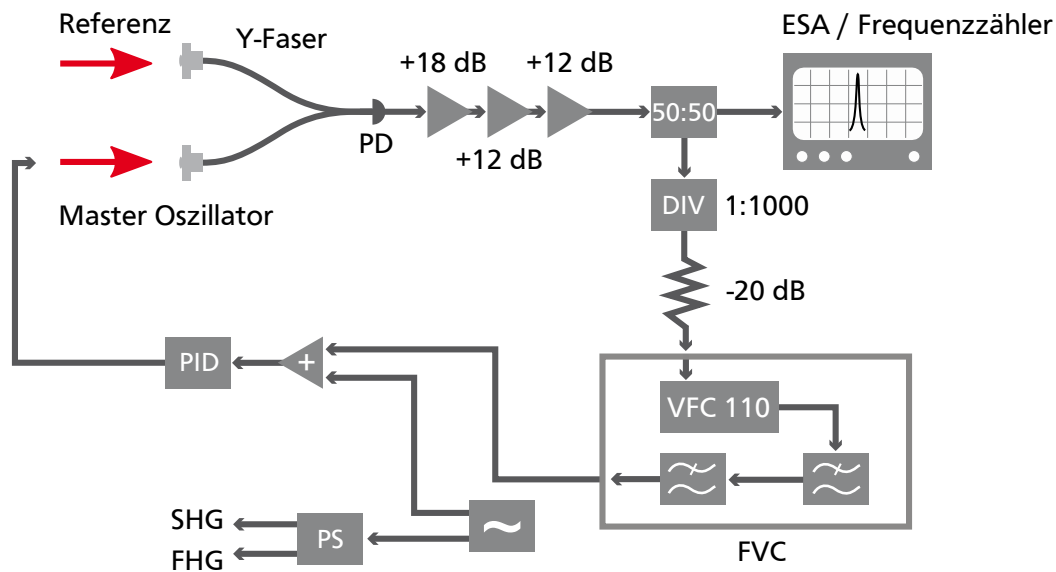


Abbildung 3.27: Schaltplan und Signalverlauf der Offset-Stabilisierung. Das verstärkte Schwebungssignal kann mit einem Spektralanalysator (ESA) oder einem Frequenzzähler analysiert werden.

PD: Photodetektor, DIV: Frequenzteiler, FVC: Frequenz-zu-Spannung Wandler, PS: Phasenschieber, SHG: Frequenzverdopplung, FHG: Frequenzvervierfachung, PID: PID-Regler, ~: Funktionsgenerator

konvertiert die Signale aus dem GHz- in den MHz-Bereich, bevor das Signal durch einen Abschwächer um 20 dB reduziert wird, damit es den für den FVC nötigen Pegel hat. Der FVC, dessen genauer Schaltplan in Anhang A zu finden ist, basiert auf einem Spannungs-zu-Frequenz Wandler<sup>51</sup>, der auch in die Gegenrichtung betrieben werden kann. Zunächst werden mit einem Hochpassfilter scharfe Spannungsspitzen erzeugt, die der beschriebene Chip bei einer Frequenz zwischen 0,5 MHz und 4,5 MHz zu einer Gleichspannung zwischen 0 V und 10 V umwandeln kann. Zwei anschließende Tiefpassfilter zweiter Ordnung glätten die Spannung, die sonst von schnellen Oszillationen überlagert ist.

Die Spannung, die vom FVC ausgegeben wird, kann von einem PID-Regler als Fehlersignal für die Stabilisierung des Master-Oszillators verwendet werden. Der Regler verschiebt durch den Piezoaktor das Gitter, das den externen Resonator abschließt und so die Frequenz des Lasers direkt beeinflusst. Damit ist es durch den Frequenzteiler möglich, Abstände zwischen 0,5 GHz und 4,5 GHz zwischen den beiden Lasern einzustellen.

<sup>51</sup>VFC 110, Texas Instruments Incorporated, [www.ti.com](http://www.ti.com)

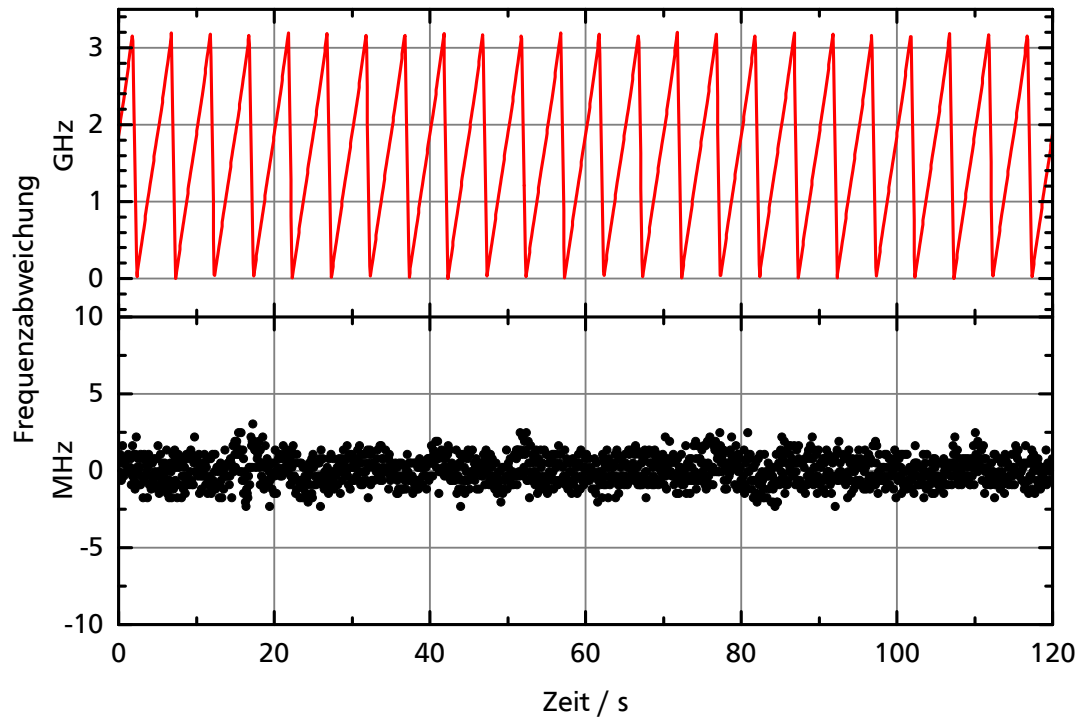


Abbildung 3.28: Die Frequenzen der beiden ECDLs über der Zeit. Unten in schwarz ist die Frequenz des absolut stabilisierten Referenzlasers zu sehen, oben in rot der Master-Oszillator. Dieser wird mit einer Sägezahnrampe im Seitenverhältnis von 90:10 kontinuierlich um 3,2 GHz verstimmt.

Um die Frequenz des Master-Oszillators zu verstimmen, kann eine zusätzliche Spannungsrampe  $U_{\text{mod}}$  auf das Fehlersignal aus dem FVC addiert werden. So wird die Frequenz des Master-Oszillators relativ zum Referenzlaser verschoben. Die Spannungsrampe kann beispielsweise von einem Funktionsgenerator<sup>52</sup> erzeugt werden. Sie wird zusätzlich zum PID-Regler auch einem Phasenschieber zugeführt. Dieser kann die Rampe in zwei getrennten Kanälen in Amplitude und Phase variieren und das Signal an zwei Piezoaktoren in den beiden Überhöhungsresonatoren geben. So folgen die Resonatoren der Frequenzänderung des Master-Oszillators auch bei schnelleren Rampen.

In Abb. 3.28 ist der Frequenzverlauf der beiden Laser über der Zeit zu sehen. Auf das Fehlersignal der Offset-Stabilisierung wurde eine Sägezahnrampe mit einem Seitenverhältnis von 90:10 in 5 s addiert, während der Referenzlaser auf das WLM stabilisiert ist. Im abgebildeten Fall beträgt die Amplitude der Frequenzänderung des Master-Oszillators 3,2 GHz, was im UV einer Amplitude von 12,8 GHz entspricht. Bei Ausnutzung des maximalen Einsatzbereiches des FVC war eine Verstimmung von 16 GHz möglich. Unter Verwendung einer sinusförmigen

<sup>52</sup>AFG 3011, Tektronix, Inc., [www.tek.com](http://www.tek.com)

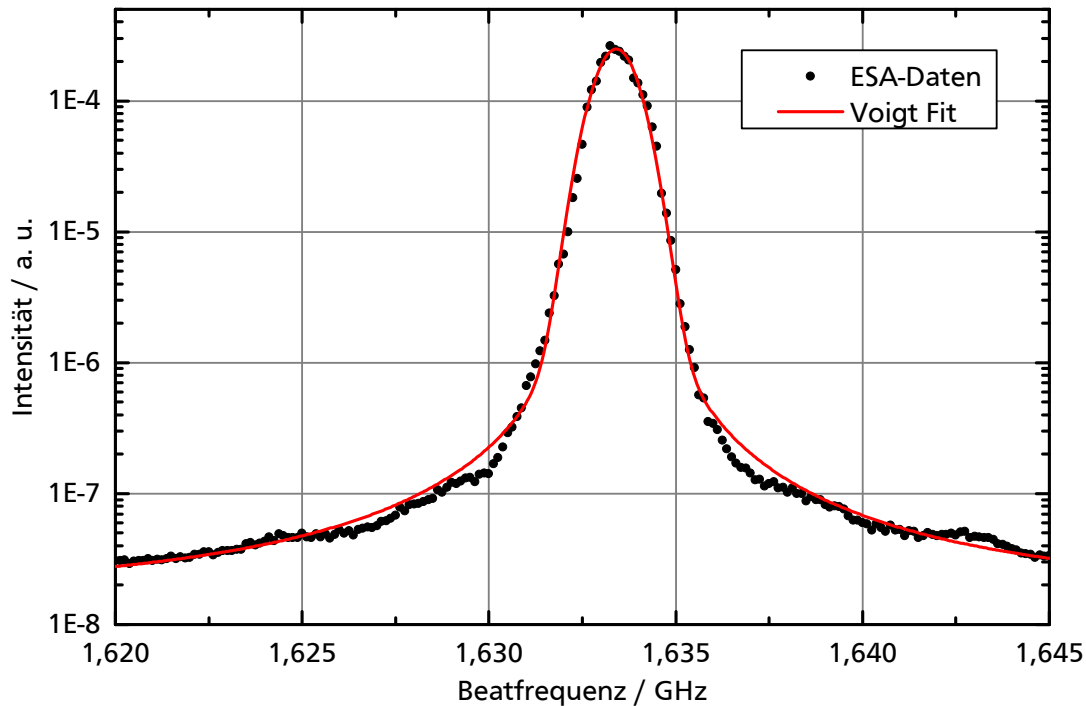


Abbildung 3.29: Schwebungssignal der beiden ECDLs. Aufgetragen ist die über 60 s gemittelte Intensität über der Frequenz. Die schwarzen Punkte sind die mit einem ESA gemessenen Daten, die rote Linie ein an die Daten angepasstes Voigt Profil.

Rampe konnten maximale Wiederholraten von 50 Hz erreicht werden, bevor die Stabilisierung der Überhöhungsresonatoren der Frequenzänderung nicht mehr folgen konnten.

Für die Bestimmung der Frequenz des Lasers im ESR muss nicht nur die Frequenz des Referenzlasers bekannt sein, sondern auch der am PID-Regler eingestellte Abstand zwischen den beiden Lasersystemen. Zusätzlich muss eine Eichung der Frequenzänderung als Funktion der Rampenspannung vorgenommen werden. Die vor der Strahlzeit am ESR durchgeführte Eichung ist in Anhang C zu finden. Daraus ergibt sich für die Frequenz des Master-Oszillators

$$f_{\text{Laser}} = f_{\text{Referenz}} - 3,990 \text{ GHz} + 0,3862 \text{ GHz} \cdot U_{\text{mod}} \quad (3.2)$$

Die Frequenz im UV ist entsprechend vier Mal so groß.

Als Nebeneffekt der Offset-Stabilisierung kann aus dem Schwebungssignal der beiden Diodenlaser ihre Linienbreite bestimmt werden. Dazu wird das verstärkte Signal mit einem

elektrischen Spektrumanalysator<sup>53</sup> aufgenommen. In Abb. 3.29 ist das Schwebungsspektrum der beiden Laser bei aktivierter Offset-Stabilisierung aufgetragen. Die Daten wurden dabei über 60 s gemittelt. Damit wird die gemessene Linienbreite wesentlich vom Rauschen der Offset-Stabilisierung bestimmt, was sich auch in den errechneten Daten widerspiegelt. Eine Messung ohne aktivierte Stabilisierung war durch die thermischen Drifts der beiden Laser nicht möglich.

Die Anpassung eines Voigt Profils an die Daten ergibt einen Lorentz-Anteil von  $42 \pm 30$  kHz und einen Gauß-Anteil von  $1,2 \pm 0,02$  MHz. Der große Fehler im Lorentz-Anteil ergibt sich durch den geringen Anteil an der Gesamtbreite. Die Breite eines Lasers kann so zu etwa 850 MHz bestimmt werden. Auf kürzeren Zeitskalen ist die Linienbreite jedoch wahrscheinlich deutlich geringer, was schon durch den schmalen Lorentz-Anteil angedeutet wird.

### 3.7 Grundplatte und Gehäuse

Damit das Lasersystem möglichst gut transportabel ist, wurde es nicht direkt auf einem normalen optischen Tisch im Labor aufgebaut. Stattdessen befindet sich ein großer Teil des Lasers auf einem kommerziellen Breadboard<sup>54</sup>. Auch hier wurde darauf geachtet, die einzelnen Module wenn möglich mit optischen Fasern zu verbinden, um eine einfachere Austauschbarkeit zu ermöglichen. Lediglich die zweite Frequenzverdopplungseinheit wurde auf einer unabhängigen Aluminiumplatte realisiert, damit sie bei Bedarf auch für andere Experimente zur Verfügung stehen kann. Das Breadboard weist eine für den Betrieb optischer Anlagen ausreichend hohe Stabilität und Dämpfung auf, die sich allerdings auch in einem Gewicht von 117 kg ohne Laser niederschlägt.

Um den Laser zusätzlich vor äußeren Einflüssen zu schützen, ist er von einem einfachen Aluminiumgehäuse umschlossen, das an drei Stellen Auslässe für die Durchführung von Kabeln besitzt. Dieses Gehäuse soll den Laser sowohl vor Luftströmungen und Verschmutzungen wie Staub schützen, isoliert aber auch gegen Schall. So können mögliche Schwingungen unterdrückt werden, die negative Einflüsse auf die Stabilisierung der Resonatoren sowohl der Diodenlaser, als auch der Frequenzverdopplung haben.

Zusätzlich zu den Einflüssen durch Schmutz und Schall muss der Laser auch gegen Temperaturschwankungen isoliert werden, da diese langsame Drifts sowohl bei den Resonatoren, als auch bei allen Faserkopplungen verursachen können. Um diesen Effekt zu unterdrücken, wurde eine temperaturstabilisierte Grundplatte auf dem Breadboard angebracht, die mit dem gleichen Lochraster versehen wurde wie das Breadboard selbst. Eine CAD-Zeichnung<sup>55</sup> der verwendeten Konstruktion ist in Abb. 3.30 zu sehen.

Zwischen der Grundplatte und dem Breadboard befindet sich eine Heizmatte<sup>56</sup> mit einer ma-

---

<sup>53</sup>HP 8591E, Hewlett-Packard, [www.hp.com](http://www.hp.com)

<sup>54</sup>PBI51512, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>55</sup>VariCAD, [www.varicad.com](http://www.varicad.com)

<sup>56</sup>Silikon, Niggeloh GmbH, [www.niggeloh-gmbh.de](http://www.niggeloh-gmbh.de)

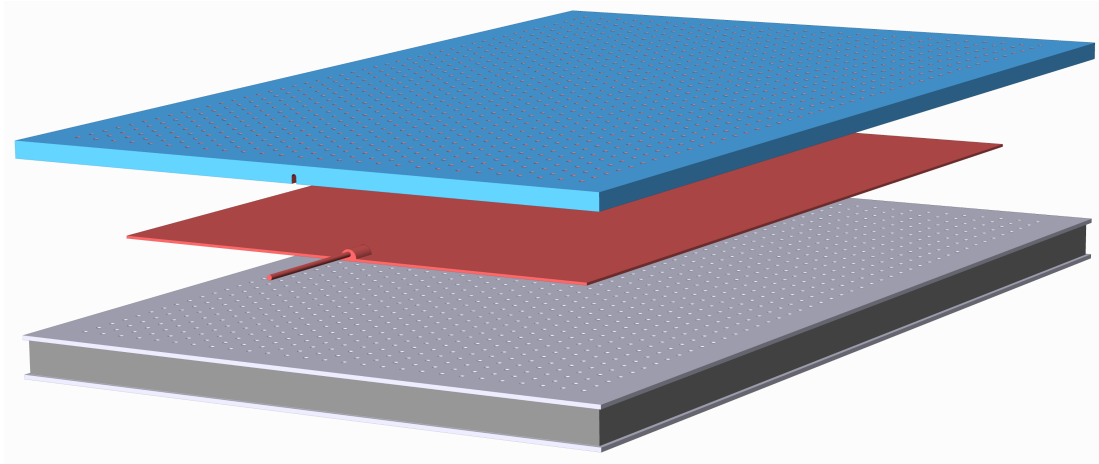


Abbildung 3.30: Der zur Temperaturstabilisierung des Gesamtsystems verwendete Aufbau. Unten ist das kommerzielle Breadboard zu sehen. Darüber befindet sich eine rot dargestellte Heizmatte. Diese heizt eine Aluminiumplatte (blau), in der sich in einem Raster von 2,5 cm Gewindelöcher für den optischen Aufbau befinden.

ximalen Heizleistung von 300 W. Aufgrund der fehlenden Möglichkeit der aktiven Kühlung der Grundplatte, stabilisiert ein Temperaturregler<sup>57</sup> die Platte mit Hilfe der Heizmatte auf eine Temperatur oberhalb der Raumtemperatur. Hier wurde in der Regel mit einer Temperatur von 27 °C gearbeitet. Ein negativer Effekt auf die Laserdioden durch diese Temperatur konnte durch die zusätzliche direkte Temperaturregelung für die Dioden ausgeschlossen werden.

Der Regler überprüft die aktuelle Temperatur mit einem Temperaturfühler vom Typ PT 100, der in einer Bohrung an der Grundplatte angebracht ist. Als Stellglied dient dem Regler ein Relais<sup>58</sup>, über welches die Heizmatte mit Strom versorgt werden kann. Damit kann die Temperatur der Grundplatte entsprechend angepasst werden.

## 3.8 Vergleich mit den Anforderungen

In Kapitel 2.3.6 wurde eine Reihe von Anforderungen an das neue Lasersystem gestellt. Diese werden in vollem Umfang erfüllt oder sogar übertroffen:

- Die **Ausgangsleistung** bei 514 nm ist mit fast 5 W deutlich höher als gefordert war, was einen Betrieb deutlich unterhalb der Leistungsgrenzen des Faserverstärkers ermöglicht. Auch bei 257 nm steht mit etwa 100 mW mehr als fünfmal so viel Leistung zur Verfügung, als zur Sättigung des Übergangs benötigt wird.

<sup>57</sup>SDC 15, Azbil Corporation, [www.azbil.com](http://www.azbil.com)

<sup>58</sup>SV864994, Celduc Relais, [www.celduc-relais.com](http://www.celduc-relais.com)

- Mit einer **Linienbreite** von 890 kHz in der Fundamentalen ist der Laser schmäler als die vorher verwendeten Argon-Ionenlaser. Zusätzlich besitzt er eine deutlich geringere Linienbreite als der Kühlübergang ( $\Gamma_{\text{trans}} = 42 \text{ MHz}$ ).
- Der Laser kann bei 257 nm bis zu 16 GHz **modensprungfrei abgestimmt** werden. Die Überhöhungsresonatoren folgen dabei bis zu einer Wiederholrate von 50 Hz. Das Ziel von 12 GHz konnte um 30 % übertroffen werden.
- Der Einsatz von Diodenlasern sowohl für den Master-Oszillator, wie auch als Pumpquellen für den Faserverstärker garantiert eine höhere **Energieeffizienz** als bei einem Argon-Ionenlaser. Aufgrund der großen Menge an Regelelektronik lässt sich die Gesamteffizienz des neuen Systems jedoch nur sehr schwer quantifizieren. Durch die erhöhte Effizienz ist **kein Kühlwasser** für den Dauerbetrieb des Lasers nötig.
- Das Lasersystem hat sich während der durchgeführten Strahlzeit am ESR (siehe Kapitel 4) für den **Dauerbetrieb** bewährt. Lediglich die Degradation des für die Frequenzvervierfachung verwendeten BBO Kristalls musste regelmäßig durch eine Translation kompensiert werden.
- Die modulare Bauweise des Systems ermöglicht eine **einfache Wartung** des Lasers. Jedes in diesem Kapitel vorgestellte Modul kann unabhängig von den jeweils anderen Bauteilen ausgetauscht oder repariert werden.
- Das für das Lasersystem entworfene Gehäuse ermöglicht nicht nur einen relativ **unkomplizierten Transport** des Lasersystems, sondern schützt auch vor äußeren Einflüssen auf den Laser. Eine zusätzliche unterbrechungsfreie Stromversorgung<sup>59</sup> (USV) verhindert mögliche Beeinträchtigungen durch Schwankungen in der Spannungsversorgung und schützt vor Problemen bei Stromausfällen.

---

<sup>59</sup>9130i-2000T-XL, Eaton Corporation, [www.eaton.com](http://www.eaton.com)



# Kapitel 4

## Messungen während einer Strahlzeit an der GSI

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Messmethoden und experimentellen Parameter der Messkampagne zur Laserkühlung relativistischer Ionenstrahlen im August 2012 am ESR vorgestellt. Es werden erste, qualitative Ergebnisse zu den durchgeführten Experimenten gezeigt. Zusätzlich wird anhand eines Beispieldatensatzes aus der Strahlzeit die übrige Impulsverteilung in einem lasergekühlten, gebündelten Ionenstrahl berechnet. Dieses Kapitel hat nicht den Anspruch einer vollständigen quantitativen Analyse der aufgenommenen Daten, es soll lediglich einen ersten Überblick über einige erreichte Meilensteine geben.

### 4.1 Allgemeine Daten zur Strahlzeit

Der erste Einsatz des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems in einem Experiment fand im August 2012 im Rahmen einer Strahlzeit am ESR der GSI statt. Dabei konnte die Wirksamkeit des Lasers bei der Kühlung relativistischer  $C^{3+}$ -Ionenstrahlen untersucht werden [110].

Die GSI ist ein wichtiges Zentrum zur Erforschung der Physik schwerer Ionen. Die dortige Anlage ermöglicht die Beschleunigung einer großen Auswahl an Ionenspezies, von Wasserstoff ( $Z = 1$ ) bis Uran ( $Z = 92$ ). Besondere Bekanntheit erlangte sie durch die Synthetisierung der superschweren Elemente 107 bis 112 [111]. Aber auch in der Tumorthherapie mit Ionenstrahlen konnten bedeutende Erfolge erzielt werden [112].

Die Beschleunigeranlage besteht im Wesentlichen aus drei Teilen: Zunächst dem UNILAC (Universal Linear Accelerator), dem anschließenden SIS 18 (Schwerionensynchrotron), sowie dem ESR. Zunächst werden in drei unterschiedlichen Ionenquellen die gewünschten Produkte erzeugt. Diese verlassen die Quellen mit der Energie einiger keV. Anschließend können diese Ionen im 120 m langen UNILAC, der 1975 gebaut wurde, beschleunigt und durch einen Gas-Stripper in ihrer Ladung erhöht werden. Die maximale Energie am Ausgang des UNILAC betrug bis 1982 10 MeV/u und wurde danach auf 20 MeV/u erhöht [9].

Nachdem die Ionen den UNILAC verlassen haben, werden sie im SIS 18, einem Synchrotron mit einem Umfang von 216 m, weiter beschleunigt. Es ist damit beispielsweise möglich, die Energie nackter Uranionen auf 1 GeV/u zu erhöhen.

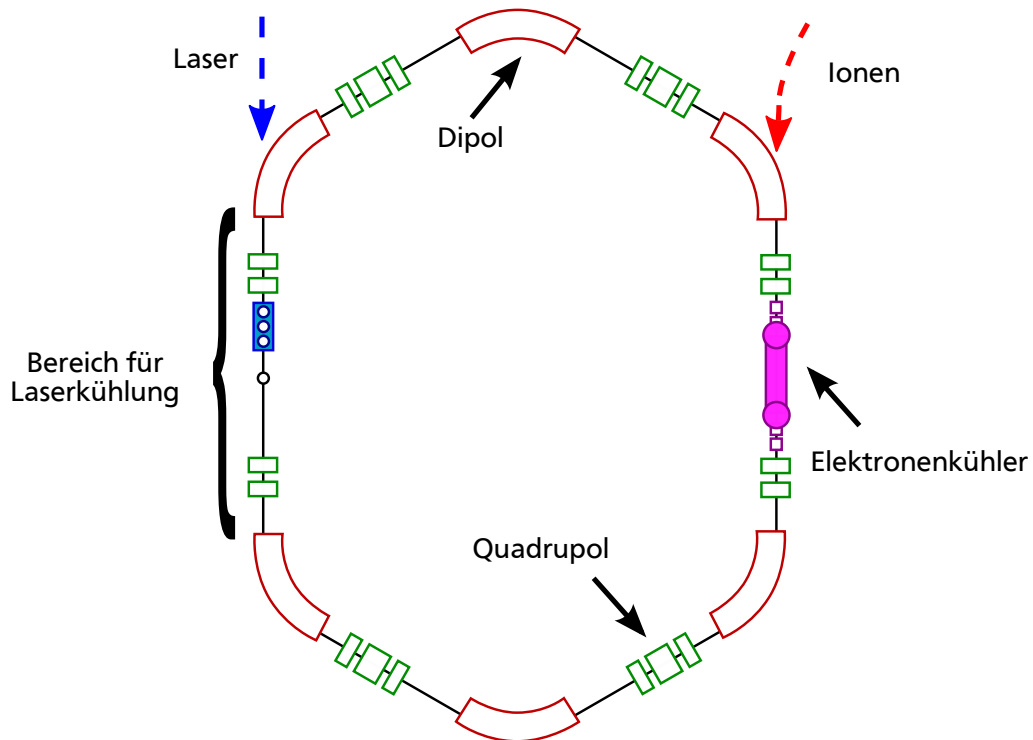


Abbildung 4.1: Vereinfachtes Schema des ESR. Die sechs  $60^\circ$  Dipole sind in rot, die Quadrupolmagnete in grün markiert. Auf den langen geraden Abschnitten sind rechts der Elektronenkühler und auf der linken Seite, wo auch die Laserkühlung stattfindet, das Gastarget untergebracht. Der Umfang des Rings beträgt 108 m.

Im Anschluss an die Beschleunigung im UNILAC und im SIS können die Ionen im ESR gespeichert und dort für Experimente verwendet werden. Der Aufbau des ESR ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. Der Ring ist mit einer magnetischen Steifigkeit von 10 Tm darauf ausgelegt, Ionen mit einer Energie von bis zu 560 MeV/u zu speichern. Die Ionen im ESR können für alle Arten von Experimenten verwendet oder in HITRAP abgebremst und bei geringen Energien untersucht oder sogar in Fallen gefangen werden. Diese Flexibilität macht den ESR zu einer weltweit einzigartigen Anlage.

In räumlicher Nähe zum ESR befindet sich das Laserlabor, in dem während der Strahlzeit auch das in dieser Arbeit vorgestellte System platziert war. Der Laserstrahl muss über eine Strecke von fast 50 m zum Ring transportiert werden, um anschließend mit dem wenige Millimeter dünnen Ionenstrahl überlagert zu werden. Dies stellt hohe Anforderungen sowohl an die Strahlführung als auch an die Strahlformung. Eine ausführliche Beschreibung der Strahlführung findet sich in Kapitel 3.5.

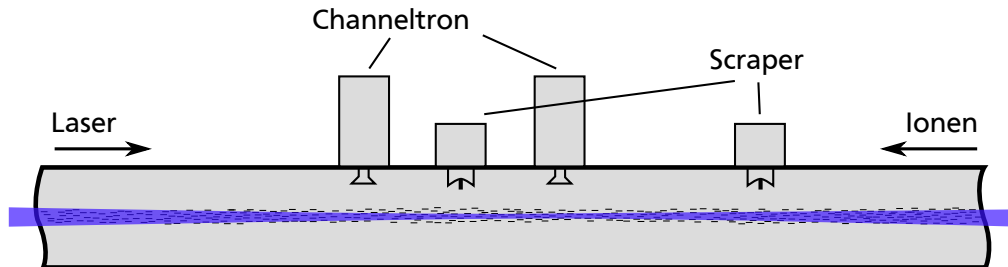


Abbildung 4.2: Seitliche Ansicht des ESR zur Verdeutlichung der Überlagerung des Laserstrahls mit dem Ionenstrahl. Die vertikalen Scraper bieten die Möglichkeit, die Überlagerung der Strahlen an zwei unabhängigen Punkten zu überprüfen. Außerdem ist es zur weiteren Optimierung möglich, die Fluoreszenz mit Hilfe der beiden Channeltrons zu analysieren. Die zusätzlich vorhandenen, horizontalen Scraper sind nicht eingezeichnet.

Für die Überlagerung des Lasers mit dem Ionenstrahl stehen am ESR zwei horizontale, sowie zwei vertikale *Scraper* zur Verfügung (illustriert in Abb. 4.2). Dabei handelt es sich um Metallplatten, die computergesteuert in den Strahl und wieder herausgefahren werden können. Die Scraper werden zunächst so weit in den Ionenstrahl gefahren, bis er zur Hälfte geblockt ist. Entsprechende Daten können dem Strahldiagnosesystem des ESR entnommen werden. Anschließend wird die gleiche Technik mit dem Laser angewendet. Dieser kann so exakt auf die gleiche räumliche Position wie der Ionenstrahl gebracht werden. Durch die Kombination aus zwei horizontalen und zwei vertikalen Scrapern ist es möglich, eine vollständige Überlagerung auf dem magnetfeldfreien, geraden Abschnitt des ESR zu erzielen.

Um die für die Kühlung notwendige Laserintensität zu erreichen, muss der Laser, wie in Kapitel 3.5 erläutert, in den Ring hinein fokussiert werden. Dabei muss die Fokusposition zur besseren Detektion der Fluoreszenz an die Position der entsprechenden Detektoren angepasst werden. Die Analyse der Fluoreszenz soll dabei nicht nur zu einer noch genaueren Überlagerung des Lasers mit dem Ionenstrahl dienen, sondern auch als optischer Nachweis der Kühlung [68].

Bei den in Kapitel 2.3.4 beschriebenen früheren Experimenten zur Kühlung von  $C^{3+}$ -Ionen wurden Photomultiplier als Detektoren verwendet. Aufgrund der geringen Datenausbeute wurde für die Strahlzeit 2012 zusätzlich auf Photochanneltrons gesetzt.

Diese Channeltrons bestehen aus einer trichterförmigen Öffnung, die in einen gewundenen Kanal mündet. Sowohl auf der Öffnung als auch auf dem Kanal ist eine Bleiglasschicht aufgetragen, die den aktiven Bereich des Channeltrons bildet. Durch das Anlegen einer

<i>ESR</i> [9]		
Umfang	$C$	108 m
Magnetische Steifigkeit	$B \cdot \rho$	10 Tm
Maximale Energie	$E_{\max}$	560 MeV/u
Maximale Energie mit Elektronenkühlung	$E_{\max, \text{cool}}$	400 MeV/u
Länge der Wechselwirkungszone	$L$	25 m
<i>Kühlung von <math>C^{3+}</math></i> [68]		
Wellenlänge des Kühlübergangs (ruhendes Ion)	$\lambda_{\text{trans}}$	155,1 nm
Lebensdauer des Kühlübergangs	$\tau_{\text{trans}}$	3,8 ns
Linienbreite des Kühlübergangs	$\Gamma_{\text{trans}}$	42 MHz
Sättigungsintensität	$I_{\text{sat}}$	92 W/cm <sup>2</sup>
Energie der Ionen	$E_{C^{3+}}$	122,5 MeV/u
Geschwindigkeit relativ zu $c$	$\beta$	0,47
Lorentzfaktor	$\gamma$	1,13
Umlauffrequenz	$f_{\text{rev}}$	1,293 MHz
Strecke Labor $\leftrightarrow$ ESR	$l_{\text{beam}}$	48,1 m

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Daten zum ESR sowie zum Experiment auf einen Blick.

Spannung ergibt sich eine kontinuierliche Dynode vom Beginn des Trichters zur Anode am Ende des Kanals. Wird der Trichter nun von UV-Photonen getroffen, emittiert die Dynode Sekundärelektronen, die zur Anode beschleunigt werden. Diese Elektronen treffen in dem gewundenen Kanal immer wieder auf die Bleiglasschicht, wodurch sich eine Lawine von bis zu  $10^8$  Elektronen ausbilden kann. Diese Lawine trifft am Ende des Kanals auf die Anode und ein Puls kann gemessen werden. Durch eine Summierung der Pulse kann so die Intensität der Fluoreszenz über der Zeit aufgenommen werden.

Dieses Signal wurde während der Strahlzeit zusammen mit der Intensität und Frequenz des Lasers, dem Strahlstrom im ESR und den Daten aus dem Schottky Spektrometer im Hauptkontrollraum der GSI zusammengeführt und mit einer LabView<sup>60</sup>-basierten Software kontinuierlich abgespeichert [113].

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Daten zu der für diese Arbeit relevanten Strahlzeit zusammengefasst. Die verwendeten Parameter für das Lasersystem sind in Kapitel 3 zu finden.

<sup>60</sup>National Instruments GmbH, [www.ni.com](http://www.ni.com)

## 4.2 Schottky Spektrometrie

Die Bestimmung ihrer Geschwindigkeits- bzw. Impulsverteilung ist ein wichtiger Baustein zur Charakterisierung lasergekühlter Ionenstrahlen. Die Geschwindigkeitsunterschiede der Ionen können beim Einsatz der Laserkühlung durch zwei verschiedene, nicht destruktive Verfahren gemessen werden.

Der Einsatz von Lasern eröffnet im Vergleich zur Elektronenkühlung die Möglichkeit, durch eine Analyse der Fluoreszenz der angeregten Ionen Rückschlüsse auf deren Geschwindigkeitsverteilung zu treffen. Dazu wird die Fluoreszenz senkrecht zur Strahlrichtung mit Hilfe von Photomultipliern oder Channeltrons detektiert. Ist die Frequenz des Lasers zum jeweiligen Zeitpunkt bekannt, kann durch die Frequenzbandbreite der Fluoreszenz über den relativistischen Dopplereffekt die Geschwindigkeitsbreite der Verteilung berechnet werden. Der Nachteil dieser Methode ist, dass sie ausschließlich im Zusammenhang mit Laserkühlung angewendet werden kann. Zusätzlich ist die Detektion der Fluoreszenz bei Wellenlängen im tiefen UV Bereich keine einfache Aufgabe, da entweder ultrahochvakuumtaugliche Fenster für den Speicherring benötigt werden, oder aber Detektoren, die sich selbst im Vakuum befinden und dementsprechend den sehr hohen Vakuumanforderungen des Speicherrings genügen müssen (dazu gehört unter anderem die Ausheizbarkeit bis 300 °C) [9].

Die zweite Möglichkeit zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung ist die in diesem Kapitel vorgestellte Schottky Spektrometrie. Diese Methode ermöglicht es die Umlauffrequenzen der einzelnen Ionen direkt und ohne eine Beeinflussung des Strahls zu messen. Mit Hilfe der Umlauffrequenzen lässt sich leicht die Geschwindigkeitsverteilung berechnen.

Walter Schottky beschrieb 1918 erstmals statistische Stromschwankungen durch die begrenzte Ladungsträgerzahl in verschiedenen Elektrizitätsleitern [114]. Diesen Effekt, der Schrotrauschen oder auch Schottky Rauschen genannt wird, wird bei der Schottky Spektrometrie verwendet. Die Technik, dieses Rauschen als Diagnosemethode für gespeicherte Ionenstrahlen zu nutzen, wurde 1974 am CERN entwickelt [115]. Theoretisch wird die Methode in einer Reihe von Referenzen von allen Seiten beleuchtet [116–118]. In dieser Arbeit soll jedoch nur die grundlegende Funktionsweise erläutert werden.

Neben der Bestimmung der Impulsverteilung gekühlter Ionenstrahlen gibt es auch noch ein anderes wichtiges Anwendungsgebiet des Schottky Spektrometers: Die Schottky Massenspektrometrie. Dabei wird die Abhängigkeit der Umlauffrequenz der Ionen im Speicherring vom Masse-zu-Ladungsverhältnis  $\frac{m}{q}$  ausgenutzt, um die Masse unterschiedlicher Isotope und Spezies zu bestimmen [119]. Für den ESR wurde diese Technik erstmals 1987 vorgeschlagen [9]. Bei der Schottky Massenspektrometrie muss der Ionenstrahl gekühlt werden, so dass verschiedene Umlauffrequenzen nur noch aus unterschiedlichen Verhältnissen  $\frac{m}{q}$  resultieren und nicht mehr auf Geschwindigkeitsunterschiede zurück zu führen sein können.

Der einfachste Aufbau für ein Schottky Spektrometer ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt. Mittels zweier Elektroden, in die von den Ionen bei jedem Umlauf ein Spannungspuls induziert wird, werden die Signale aufgenommen und anschließend summiert. Das resultierende Signal wird mit einem stabilen Lokaloszillator gemischt und so in einen messtechnisch

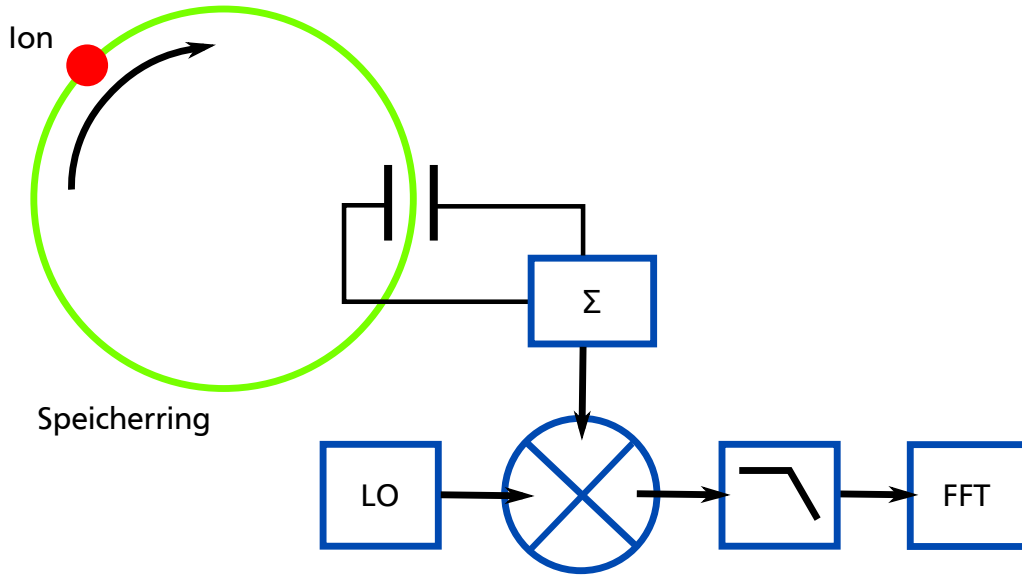


Abbildung 4.3: Vereinfachte, schematische Funktionsweise des am ESR installierten Schottky Messsystems. Der Speicherring ist als grüner Kreis abstrahiert, in dem ein einzelnes Ion (rot) umläuft. Die am Pickup aufgenommenen Signale werden aufsummiert ( $\Sigma$ ) und mit einem Lokoszillator (LO) gemischt. Nach einem anschließenden Tiefpass kann aus der Fouriertransformation (FFT: *fast fourier transform*) der Daten die Umlauffrequenz der Ionen im Ring bestimmt werden.

leichter zugänglichen Frequenzbereich transformiert. Die höheren Frequenzanteile können mit einem Tiefpassfilter unterdrückt werden, bevor durch einen elektronischen Spektralanalysator in Echtzeit eine Fouriertransformation durchgeführt wird.

An der GSI wurde 2011 ein neues, resonantes Schottky System in Betrieb genommen. Dieser sogenannte Schottky Resonator bietet im Vergleich zum vorherigen System ein besseres Signal- zu Rauschverhältnis [120].

Um die grundlegende Entstehung der Schottky Signale zu verstehen, soll im Folgenden ein einfaches Beispiel betrachtet werden. Die theoretische Beschreibung der Signale orientiert sich an Referenz [117]. Dabei wird von einem einzelnen Ion mit der Ladung  $e$  in einem Speicherring ausgegangen, das mit einer Frequenz  $f_0$  im Ring umläuft. Die resultierende Umlaufperiode beträgt also  $T_0 = \frac{1}{f_0}$ . Der Strom an einem festen Punkt im Ring kann durch die Beziehung

$$i(t) = ef_0 \sum_{h=1}^{\infty} \delta(t - hT_0) = ef_0 \sum_{h=-\infty}^{\infty} e^{2\pi i h f_0 t} \quad (4.1)$$

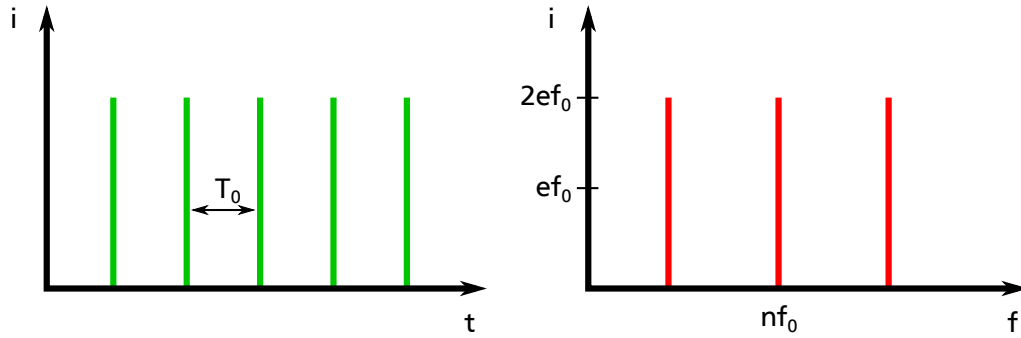


Abbildung 4.4: Im linken Graphen ist der Strom am Pickup über der Zeit zu sehen, den ein einzelnes Ion induziert. Nach jeder Umlaufzeit  $T_0$  wird das Ion erneut detektiert. Auf der rechten Seite ist die Transformation in den Frequenzraum zu sehen. Bei jeder Harmonischen der Umlauffrequenz  $f_0$  gibt es ein Signal.

angegeben werden. Da ein realer Detektor nur die positiven Frequenzen messen kann, vereinfacht sich Gleichung 4.1 zu

$$i(t) = ef_0 + 2ef_0 \sum_{h=1}^{\infty} \cos(2\pi h f_0 t) . \quad (4.2)$$

Es ergibt sich also, wie auch auf der linken Seite von Abb. 4.4 zu sehen ist, ein unendliche Folge aus Deltapulsen, die durch die Umlaufperiode  $T_0$  voneinander getrennt sind. Dies wird auch als Dirac-Kamm bezeichnet.

Um den Signalverlauf im Frequenzraum zu betrachten, ist eine Fouriertransformation nötig. Die Fouriertransformation eines Dirac-Kamms ist, wie in Abb. 4.4 auf der rechten Seite zu sehen ist, wiederum ein Dirac-Kamm:

$$i(f) = ef_0 + 2ef_0 \sum_{k=1}^{\infty} \delta(f - kf_0) \quad (4.3)$$

Es gibt also ein Signal bei jeder Harmonischen der Umlauffrequenz  $f_0$ .

In einem Speicherring und selbstverständlich auch bei der Laserkühlung von Ionenstrahlen sind viele Ionen im Ring eingeschlossen, was zu einer Verbreiterung der Linien zu Bändern führt. Die Breite dieser Bänder ist gleichbedeutend mit der Verteilung der Umlauffrequenzen im Ring und damit mit der Temperatur des Strahls. In Kapitel 4.5 wird die relative Impulsverteilung anhand eines Beispiels aus dem Schottky Signal berechnet.

In Abb. 4.5 sind die Schottky Bänder für einen kontinuierlichen Ionenstrahl beispielhaft illustriert. Dort ist auch zu sehen, dass die Breite des Bandes bei der n-ten Harmonischen

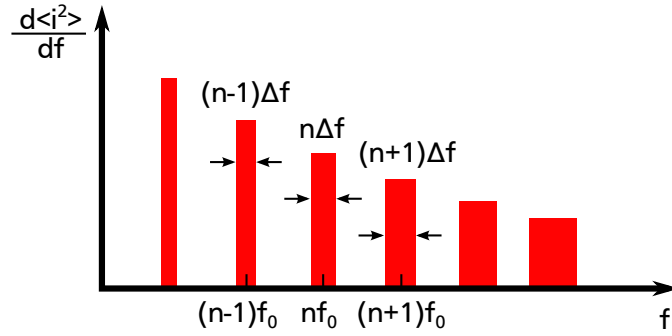


Abbildung 4.5: Spektrale Intensität des Schottky Signals über der Frequenz. Bei der Betrachtung mehrerer Ionen im Ring werden die Linien aus Abb. 4.4 zu Bändern. Die Breite der Bänder steigt für die höheren Harmonischen der Umlauffrequenz an, die Amplitude nimmt jedoch in gleichem Maße ab. Damit bleibt die Fläche der einzelnen Bänder gleich.

gleich  $n\Delta f$  ist. Die Breite nimmt in dem gleichen Maße zu, wie die Amplitude abnimmt, die Fläche der Bänder ist also konstant. Der *rms*-Strom eines Bandes ist für  $N$  gespeicherte Ionen (jedes mit einer Phase  $\theta_i$ ) gegeben durch

$$i_{\text{rms}} = \sqrt{\langle i^2 \rangle - \langle i \rangle^2} = 2ef_0 \sqrt{N \langle \cos^2 \theta_i \rangle} = 2ef_0 \sqrt{\frac{N}{2}} , \quad (4.4)$$

wobei wegen der Symmetrie des Kosinus  $\langle i \rangle = 0$  gilt [121]. Der *rms*-Strom pro Band ist also unabhängig von der Ordnung der Harmonischen  $n$ , die Bänder haben die gleiche Fläche.

Wird der Ionenstrahl gebündelt, oszillieren die Ionen, wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, mit der Synchrotronfrequenz  $f_s$  im Bucket. Die Zeit, nach der ein Ion am Detektor vorbeikommt, wird also moduliert:

$$\tau(t) = \tau_0 \sin(2\pi f_s t + \psi) \quad (4.5)$$

Dabei ist  $\tau(t)$  die Zeitdifferenz des Ions zum synchronen Teilchen (das Teilchen mit der Umlauffrequenz  $f_0$ ),  $\tau_0$  die Amplitude der Oszillation und  $\psi$  eine Phase. Wird diese zeitliche Modulation in Gleichung 4.2 eingesetzt, ergibt sich

$$i(t) = ef_0 + 2ef_0 \sum_{h=1}^{\infty} \cos(2\pi h f_0 (t + \tau_0 \sin(2\pi f_s t + \psi))) . \quad (4.6)$$

Dies lässt sich auch als Realteil der komplexen Exponentialfunktion darstellen. Mit Hilfe der Beziehung

$$\exp(i(z \sin(\theta))) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(z) \exp(ip\theta) , \quad (4.7)$$



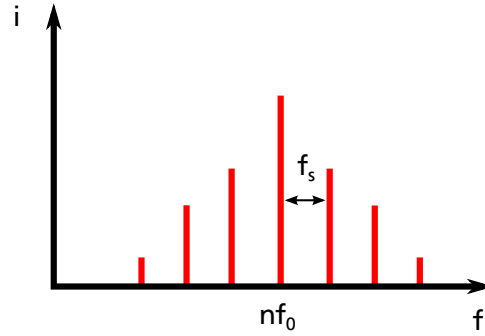


Abbildung 4.6: Für einen gebündelten Ionenstrahl spalten die Bänder im Schottky Signal zu mehreren Satelliten auf, die durch die Synchrotronfrequenz  $f_s$  separiert sind. Dabei hat die Einhüllende über die Satelliten der  $n$ -ten Bande eine Breite von  $n\Delta f_0$ , also die gleiche Breite wie die Bande für den kontinuierlichen Ionenstrahl.

nach der die Exponentialfunktion als Summe der Besselfunktionen  $J_p$  dargestellt wird, kann der Strom bei der  $h$ -ten Harmonischen durch

$$i_h(t) = 2ef_0 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(2\pi h f_0 \tau_0) \exp(i(2\pi h f_0 t + 2\pi p f_s t + p\psi)) \right\} \quad (4.8)$$

angegeben werden. Daraus ergeben sich die auch in Abb. 4.6 gezeigten Satelliten für jede Frequenzlinie. Diese Satelliten sind durch die Synchrotronfrequenz  $f_s$  voneinander separiert und haben eine Amplitude proportional zur Amplitude der entsprechenden Besselfunktion. Die Bandbreite der Einhüllenden über alle Satelliten entspricht der Bandbreite eines kontinuierlichen Ionenstrahls mit der gleichen Impulsverteilung.

### 4.3 Kontinuierlicher Strahl

Wie in Kapitel 2.3.2 erläutert, wird für die Laserkühlung immer eine dem Laser entgegenwirkende Kraft benötigt. Da dies im hier dargestellten Fall kein kollinear eingestrahelter Laser sein kann, ist es, wie in Kapitel 2.3.3 erklärt, nötig, den Ionenstrahl zu bündeln. Allerdings können auch durch die Betrachtung des kontinuierlichen Ionenstrahls bereits einige wesentliche Erkenntnisse gewonnen werden.

So werden im Folgenden einige charakteristische Bilder gezeigt, die mit Hilfe des Schottky Spektrometers aufgenommen werden konnten. Gezeigt wird jeweils die 189. Harmonische der Umlauffrequenz, da der am ESR verwendete Schottky Resonator bei einer Frequenz von 245 MHz besonders empfindlich ist [120].

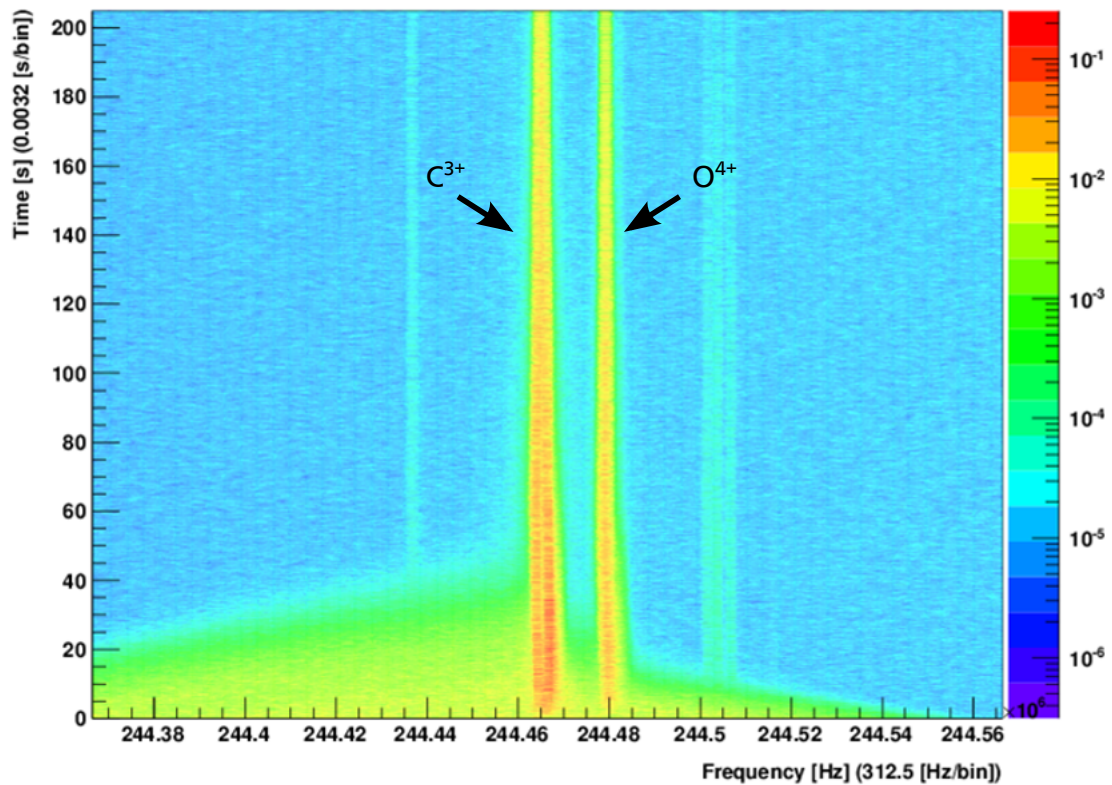


Abbildung 4.7: Schottky Spektrum des kontinuierlichen Ionenstrahls über der Zeit [122]. Die Amplitude des Signals ist farblich codiert, wie auf der rechten Skala angezeigt. Abgebildet ist die 189. Harmonische der Umlauffrequenz mit einem Überblick über einen Bereich von 200 kHz. Es ist neben dem Signal durch die gespeicherten  $C^{3+}$ -Ionen auch die Verunreinigung des Strahls mit vierfach ionisiertem Sauerstoff zu erkennen.

In Abb. 4.7 ist ein Überblick über alle im Ionenstrahl vorkommenden Umlauffrequenzen zu sehen. In einem Zeitraum von 205 s ist über einer Frequenzspanne von 200 kHz die Entwicklung des elektronengekühlten Strahls aufgetragen. Nach etwa 40 s verschwindet der Anteil der Ionen, die nicht durch den Elektronenkühler angesprochen wurden im Rauschen des Detektors und es haben sich zwei deutliche, durch einen Abstand von etwa 15 kHz separierte Linien ausgebildet. Diese können den beiden im Ionenstrahl vorkommenden Spezies  $C^{3+}$  bzw.  $O^{4+}$  zugeordnet werden. Durch den Abstand der Umlauffrequenzen ist die  $O^{4+}$ -Verunreinigung im Strahl auch räumlich ausreichend separiert, so dass eine Beeinflussung der Laserkühlung des Kohlenstoffs ausgeschlossen werden konnte. Der Anteil der  $O^{4+}$ -Ionen im Strahl beträgt etwa 12 % und ist bei der verwendeten Ionenquelle nicht zu vermeiden. Die Herkunft der vier zusätzlichen Satelliten bei 244,44 MHz bzw. 244,505 MHz konnte bislang nicht eindeutig geklärt werden.

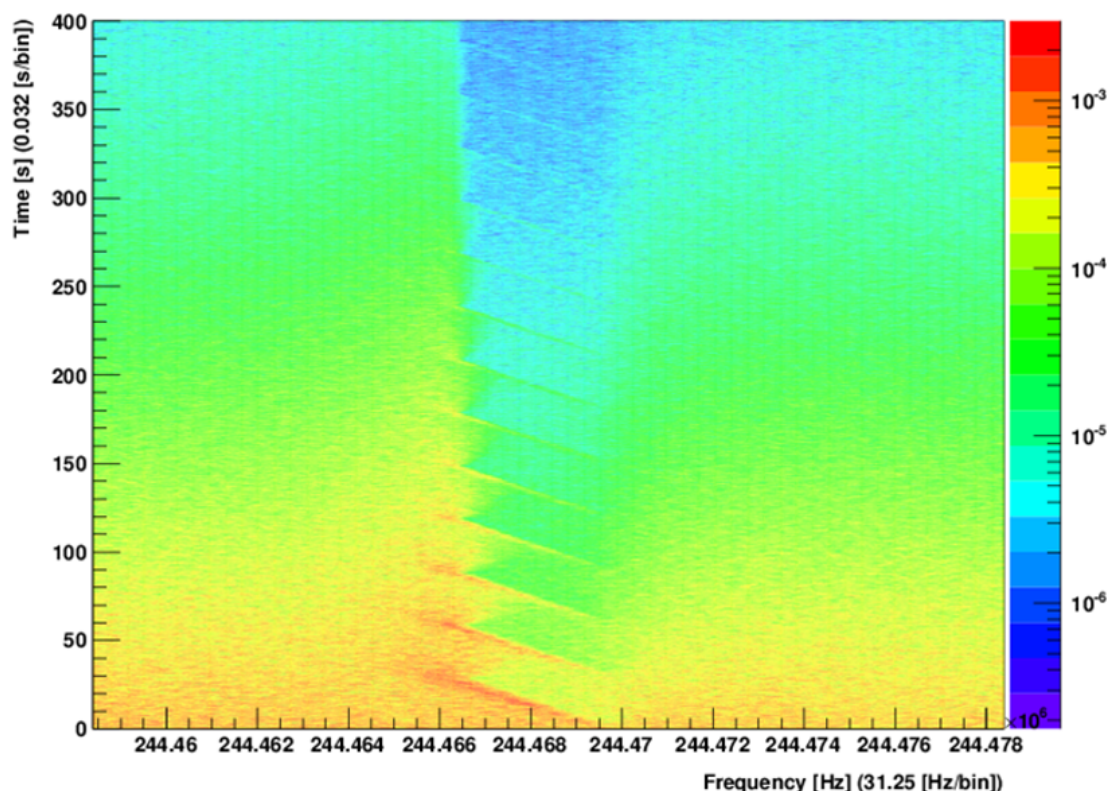


Abbildung 4.8: Schottky Spektrum des kontinuierlichen Ionenstrahls mit eingestrahltm Laser [122]. Die Frequenz des Lasers wird mit einer Sägezahnrampe verstimmt. Die Periodendauer beträgt dabei 30 s und das Seitenverhältnis 90:10. Der Laser bremst die Ionen, mit denen er resonant interagieren kann, ab und schiebt sie so in Richtung des linken Randes des Schottky Spektrums zu niedrigeren Umlauffrequenzen.

Die erste Interaktion des Lasers mit dem Ionenstrahl ist in Abb. 4.8 zu sehen. Mit einer Frequenzspanne von 20 kHz ist das Schottky Signal über einen Zeitraum von 400 s aufgetragen, wobei hier keine Elektronenkühlung eingesetzt wurde. Der Laser wirkt also auf den ungekühlten kontinuierlichen Strahl und schneidet ein “Loch” in den Phasenraum des Ionenstrahls. Im vorliegenden Bild wird die Frequenz des Lasers mit einer Sägezahnrampe verstimmt. Dabei beträgt die Periodendauer 30 s und das Seitenverhältnis der Rampen 90:10. Die Interaktion des Lasers mit dem Ionenstrahl ist ein erster wichtiger Erfolg der Strahlzeit. Sie zeigt, dass der Laser prinzipiell dazu in der Lage ist, die Umlauffrequenz der  $C^{3+}$ -Ionen im ESR zu beeinflussen. Mit jeder Rampe werden die resonant angesprochenen Ionen von höheren Umlauffrequenzen zu niedrigeren, also im Bild von rechts nach links, verschoben. Über die Verschiebung der Ionen im Bild kann die Akzeptanzbreite des Lasers zu  $\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta f}{\eta f} \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$  abgeschätzt werden (eine nähere Beschreibung dieser Rechnung ist in Kapitel 4.5 zu finden). Im UV wird der Laser also etwa über 16 GHz verstimmt.

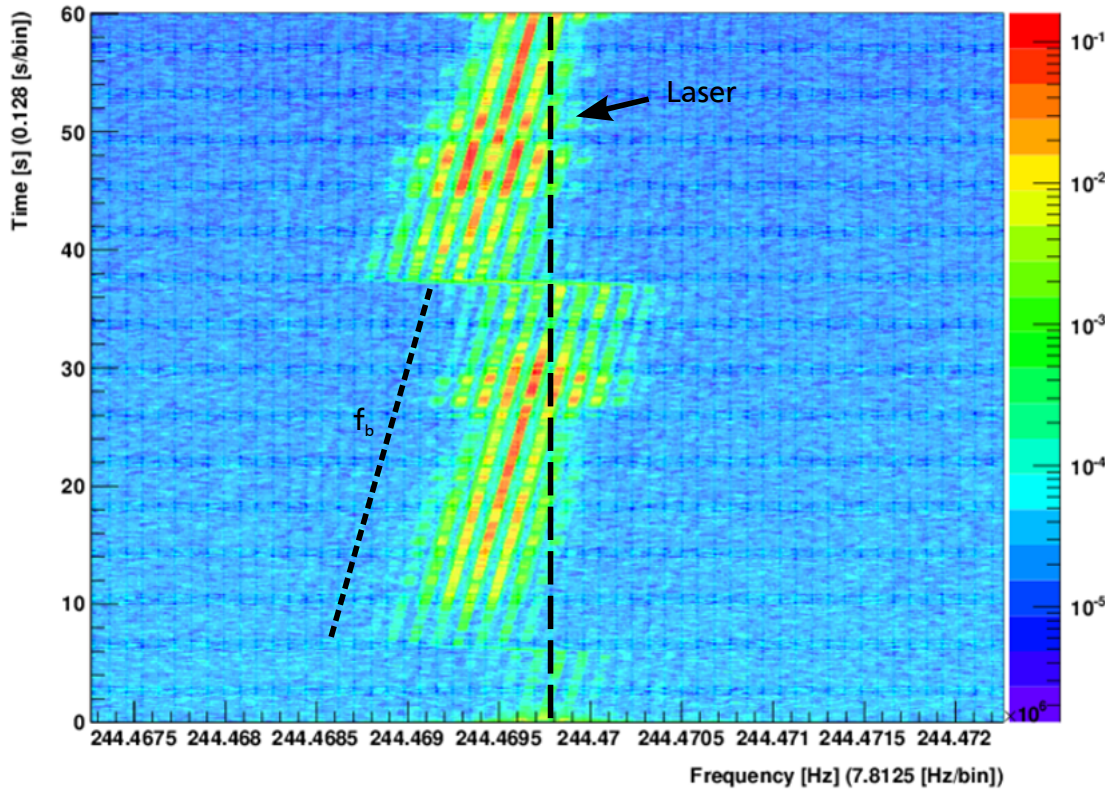


Abbildung 4.9: Schottky Spektrum des gebündelten Ionenstrahls über der Zeit [122]. Mit einer Sägezahnrampe wird die Bunchingfrequenz  $f_b$  so abgestimmt, dass das gesamte Bucket in Resonanz mit dem Laser kommt. Dadurch werden die Ionen in die Mitte des Buckets gekühlt. Die Richtung der Verstimmung der Bunchingfrequenz sowie die Umlauffrequenz der Ionen, die mit dem Laser resonant sind, sind jeweils durch eine gestrichelte Linie markiert.

Es handelt sich bei dem gezeigten Vorgang jedoch noch nicht um eine Kühlung des Ionenstrahls, da nur ein kleiner Teil der Impulsverteilung überhaupt angesprochen wird und die verschobenen Ionen durch Intrastrahlstreuung wieder gleichmäßig über den Phasenraum verteilt werden. Daher ist als nächstes der Schritt zu gebündelten Ionenstrahlen notwendig.

#### 4.4 Gebündelter Strahl

Verglichen mit dem kontinuierlichen Ionenstrahl ändert sich das Schottky Signal im Fall eines gebündelten Strahls. Wie in Kapitel 4.2 erläutert, spalten Signale der Umlauffrequenzen zu Satelliten auf, deren Einhüllende jedoch immer noch der ursprünglichen Verteilung entspricht.



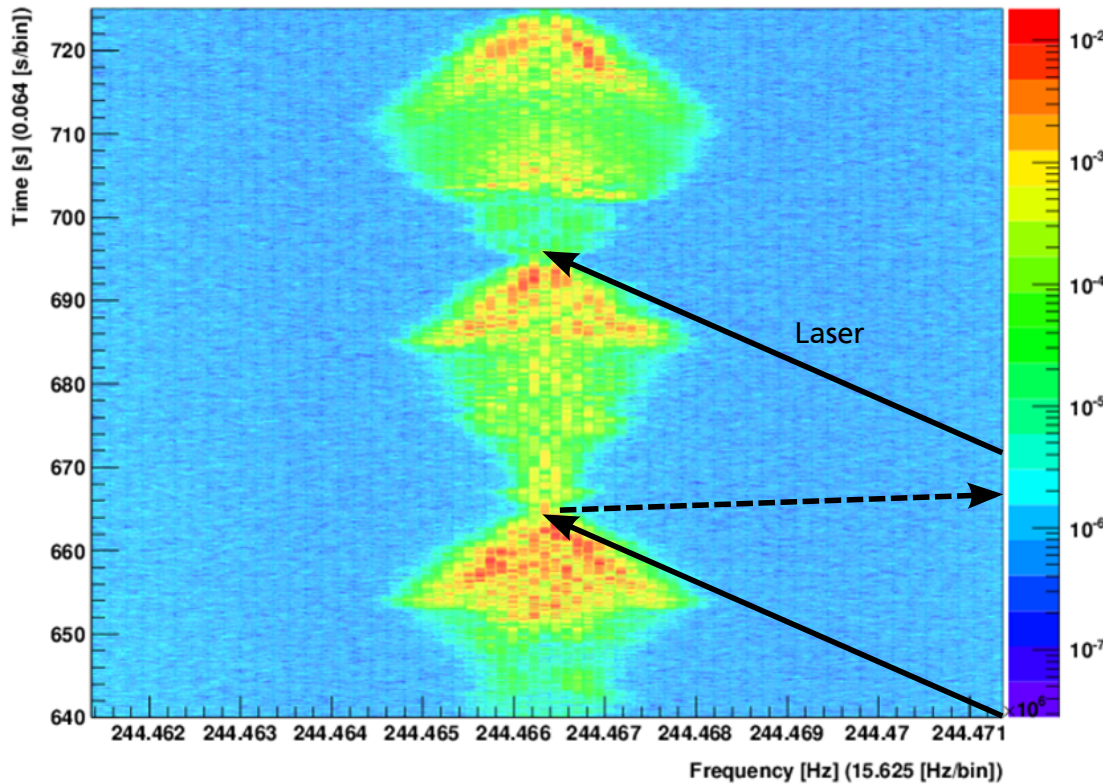


Abbildung 4.10: Schottky Spektrum des gebündelten Ionenstrahls mit eingestrahltm Laser und fester Bunchingfrequenz [122]. Die Laserfrequenz wird mit einer Sägezahnrampe vergleichbar zu Abb. 4.8 abgestimmt. Die Pfeile zeigen, mit welchen Umlauffrequenzen der Laser zum jeweiligen Zeitpunkt resonant ist. Die rückläufige Rampe des Sägezahns ist dabei gestrichelt markiert.

In Abb. 4.9 ist für die Kühlung gebündelter Strahlen zunächst die Technik aus den früheren Strahlzeiten 2004 und 2006 verwendet worden [123]. Dabei wurde die Laserfrequenz auf einen festen Punkt stabilisiert und die Bunchingfrequenz so verstimmt, dass die gesamte Geschwindigkeitsverteilung mit dem Laser resonant wird.

In dem Bild ist das Schottky Signal mit einer Frequenzspanne von 5 kHz über einem Zeitraum von 60 s aufgetragen. Die Umlauffrequenz, bei der die Ionen in Resonanz mit dem Laser sind, ist durch eine gestrichelte Linie markiert, ebenso wie die Verstimmung der Bunchingfrequenz. Die Bunchingfrequenz wird im Bild durch eine Sägezahnrampe mit einer Periodendauer von 30 s verstimmt, deren Amplitude etwa 3,2 Hz beträgt. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Speicherring wird schmäler, wenn sich die Mitte des Buckets der Resonanz des Lasers nähert, die Ionen werden erfolgreich gekühlt. Es ist also gelungen, die Technik aus den vergangenen Strahlzeiten auch mit dem neuen Lasersystem umzusetzen.

Abbildung 4.10 zeigt den ersten Versuch, relativistische Ionenstrahlen nur durch die Verstimmung des Lasers und nicht durch eine Änderung der Bunchingfrequenz zu kühlen. Zu sehen ist das Schottky Signal über einer Frequenzspanne von 10 kHz in einem zeitlichen Ausschnitt von 85 s. Dabei wurde der Laser durch eine Sägezahnrampe mit einer Periodendauer von 30 s und einem Seitenverhältnis von 90:10 verstimmt. Die Umlauffrequenzen, die zum jeweiligen Zeitpunkt mit dem Laser resonant sind, sind durch eine schwarze Gerade (auf der rückläufigen Seite der Rampe gestrichelt) markiert. Durch die resonante Anregung mit dem Laser wird die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Strahl mit jeder Rampe schmaler, der Laser bremst Ionen mit höheren Umlauffrequenzen leicht ab. Dem entgegen wirkt die Kraft durch das Bunchingpotential, die von der anderen Seite in die Mitte des Buckets wirkt. Sobald der Laser nicht mehr in Resonanz mit den Ionen in der Mitte des Buckets ist, sorgt Intrastrahlstreuung für ein Aufheizen des Ionenstrahls, bis der Laser die Ionen wieder in das Bucket zurückschiebt. Für besonders kalte Strahlen nimmt die Amplitude des Schottky Signals entgegen der Erwartung zu und nicht ab. Eine Erklärung für diese Beobachtung konnte noch nicht gegeben werden.

Das Bild zeigt, dass erstmals kalte, gebündelte Ionenstrahlen bei relativistischen Energien ausschließlich durch den Einsatz von Laserkühlung erzeugt werden konnten. Im nächsten Kapitel findet dazu eine beispielhafte Auswertung für die Impulsverteilung des gekühlten Strahls statt.

### 4.5 Abschätzung der Impulsverteilung

In diesem Abschnitt soll beispielhaft ein typischer, während der Strahlzeit aufgenommener, Datensatz gezeigt und analysiert werden. Dabei werden ausschließlich die Daten aus dem Schottky Pickup berücksichtigt. Alle Daten in den gezeigten Graphen wurden mit dem Echtzeit-Spektrumanalysator RSA3408A<sup>61</sup> aufgezeichnet. Der Referenzlaser war mit der in Kapitel 3.6 beschriebenen Technik auf eine Frequenz von 291,45590 THz stabilisiert, was einer Wellenlänge von 1028,60315 nm entspricht. Der entsprechende Frequenzwert des Kühl lasers lässt sich, wie ebenfalls in Kapitel 3.6 erklärt, berechnen. Im gezeigten Datensatz wurde ausschließlich Laserkühlung angewendet, der Elektronenkühler wurde nicht eingesetzt.

In Abb. 4.11 ist ein Überblick über den gesamten Datensatz zu sehen. Über einen Zeitraum von 800 Sekunden (6250 Datenpunkte) wurde das Schottky Signal der 189. Harmonischen der Umlauffrequenz  $f_{\text{rev}} = 1,29288$  MHz aufgenommen. Die gezeigte Frequenzspanne des Datensatzes beträgt 5 kHz (640 Datenpunkte). Zu erkennen ist die Kühlung des  $\text{C}^{3+}$ -Ionenstrahls auf dem  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergang bei 155,1 nm mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Lasersystem. Die Signalamplitude der Fouriertransformation des Schottky Signals ist farblich codiert, wobei rötliche Töne eine große und bläuliche Töne eine kleine Amplitude repräsentieren (zu erkennen auch anhand der Skala auf der rechten Seite der Abbildung). In dem für den Datensatz durchgeführten Experiment wurde am ESR eine Bunchingfre-

---

<sup>61</sup> Firma Tektronix, [www.tek.com](http://www.tek.com)

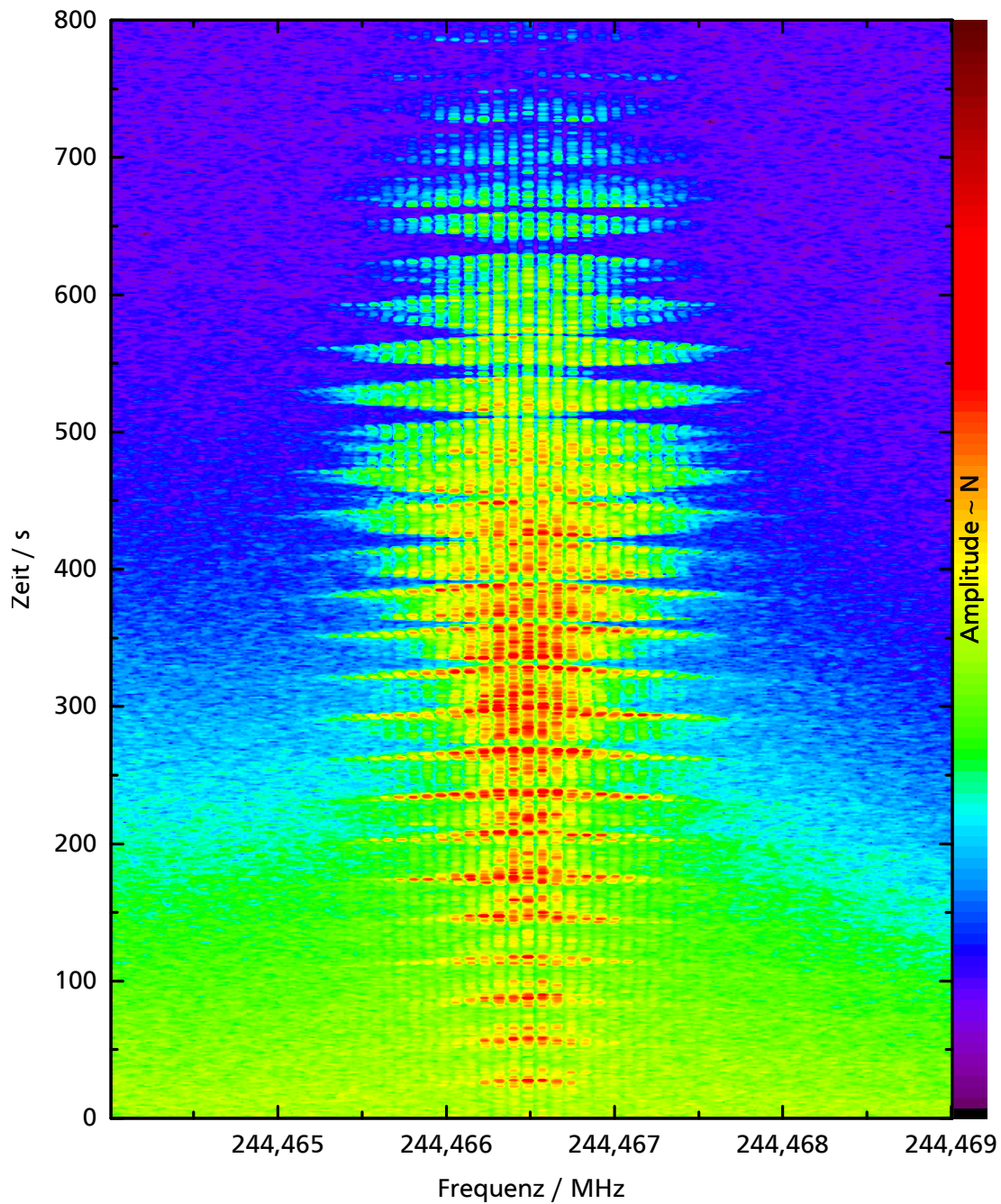


Abbildung 4.11: Vollständiger Überblick über den in diesem Kapitel ausgewerteten Datensatz. Die farblich codierte Amplitude des Schottky Signals ist über der Frequenz mit einer Spanne von 5 kHz über einen Zeitraum von 800 s aufgenommen. Die Laserfrequenz wird mit einer Sägezahnrampe (Periodendauer 30 s bei einem Seitenverhältnis von 90:10) moduliert. Die Bunchfrequenz ist die zwölfte Harmonische der Umlauffrequenz der Ionen im ESR.

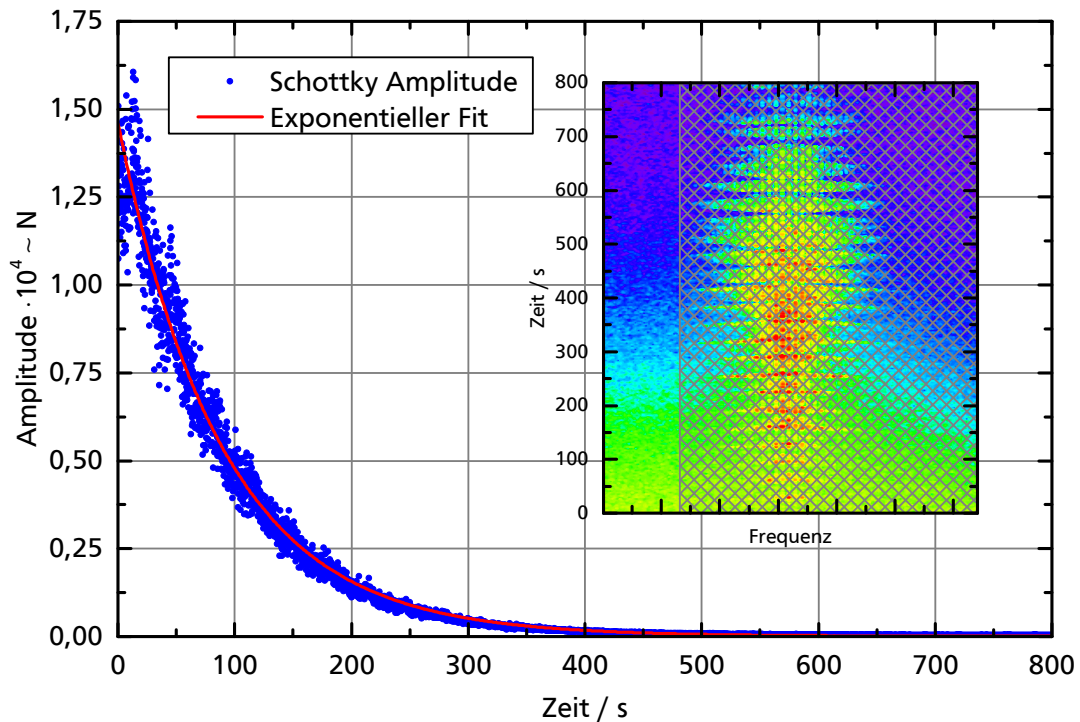


Abbildung 4.12: Zur Bestimmung der Lebensdauer des Strahls wurden die ersten 128 Frequenzpunkte des Spektrums gemittelt und die resultierende Amplitude (blau) über der Zeit aufgetragen. Anschließend wurde ein exponentieller Zerfall (rot) angefitet, aus dem die Lebensdauer zu  $\tau = 89,41 \pm 0,28$  s bestimmt werden konnte.

quenz  $f_b = 15,52$  MHz (zwölfte Harmonische der Umlauffrequenz) mit einer Amplitude von +5 dBm angelegt. Dementsprechend bewegen sich zwölf Ionenpakete im Speicherring. Die Laserfrequenz wurde in der gezeigten Messung durch eine Sägezahnrampe mit einem Seitenverhältnis von 90:10 verstimmt, deren Periodendauer 30 s betrug. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Laser die Ionen bei der Zentralfrequenz akkumuliert.

Die Signalamplitude nimmt durch die beschränkte Lebensdauer des Strahls im ESR mit der Zeit ab. Diese Lebensdauer, die vor allem von Streuprozessen mit Restgas oder Intrastrahlstreuung bestimmt wird, lässt sich aus den Amplituden des Signals direkt berechnen [124]. In Abb. 4.12 ist die Signalamplitude über der Zeit aufgetragen. Um direkte Einflüsse des Lasers auf das Ergebnis auszuschließen, wurde der Mittelwert über die ersten 128 Werte auf der Frequenzachse des Datensatzes gebildet. Dieser Mittelwert ist für jeden zeitlichen Wert mit einem blauen Punkt dargestellt. Der kleinere, eingefügte Graph zeigt, welche Daten für die Messung verwendet wurden. Die restlichen Daten wurden zur besseren Anschauung mit einem grauen Gitter überdeckt.



Zur Bestimmung der Lebensdauer wird eine exponentielle Zerfallskurve an die Daten angepasst:

$$f(x) = a \cdot e^{-x/\tau} + y_0 \quad (4.9)$$

Aus diesem Fit ergibt sich die Lebensdauer des Strahls zu  $\tau = 89,41 \pm 0,28$  s. Im Vergleich zu den früheren Experimenten zur Laserkühlung von  $C^{3+}$  am ESR, im Rahmen derer eine Lebensdauer von bis zu 450 s gemessen wurde, waren die Vakuumbedingungen also etwas schlechter [70]. Abb. 4.11 zeigt jedoch, dass durch die Laserkühlung auch nach mehreren 100 Sekunden noch ausreichend viele Ionen im Ring gespeichert sind, um Impulsbandbreiten zu bestimmen und Experimente durchzuführen.

In Abb. 4.13 ist ein zeitlicher Ausschnitt des Datensatzes von 100 Sekunden zu sehen. Drei farblich markierte Schnitte sind im oberen Graphen aufgetragen, um die Verkleinerung der Frequenz- bzw. Impulsverteilung durch die Laserkühlung zu verdeutlichen. Die Schnitte wurden in der zweiten von drei abgebildeten Rampen des Lasers gemacht. Wenn sich die Frequenz des Lasers der Resonanz der Teilchen in der Mitte des Buckets nähert, nimmt die Impulsverteilung kontinuierlich ab. Entgegen der intuitiven Annahme, dass die Amplitude des Schottky Signals in der Mitte dann steigen müsste, stagniert sie, bzw. fällt sogar ab. Dieser Effekt ist noch nicht vollständig verstanden und wurde bereits bei früheren Experimenten beobachtet [68]. Wahrscheinlich lässt er sich auf Ordnungseffekte im Ionenstrahl zurückführen.

Anhand des in Abb. 4.14 gezeigten Schottky Spektrums soll im Folgenden erläutert werden, wie die Impulsverteilung aus dem Schottky Signal berechnet werden kann. Dazu wird zunächst wie in dem gezeigten Graphen ein einzelner Zeitschritt aus einem Schottky Spektrum betrachtet. Um die relative Frequenzbreite  $\frac{\Delta f}{f}$  zu bestimmen, wird eine Gaußkurve an die Daten angepasst. Die in Kapitel 4.2 erläuterte Modulation des Signals durch die Bündelung des Strahls spielt dabei keine Rolle. Die Breite wird direkt aus der Einhüllenden der Verteilung bestimmt. In Abb. 4.14 wurde eine Funktion der Form

$$f(x) = y_0 + a \cdot e^{-0,5 \cdot \left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2} \quad (4.10)$$

an die Daten angepasst. Dabei beschreibt  $y_0$  das Grundlevel,  $a$  die Amplitude der Kurve,  $x_c$  die Frequenz am Mittelpunkt und  $w$  die Standardabweichung der Frequenz. Die Ergebnisse für die Anpassung des gegebenen Beispiels sind in Tabelle 4.2 zu finden.

Aus der für die Gaußkurve bekannten Beziehung  $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot w$  ergibt sich die Frequenzbreite zu  $\Delta f = 159,6 \pm 7,1$  Hz. Die Beziehung zwischen der Impulsverteilung und der Verteilung der Umlauffrequenzen ist gegeben durch

$$\frac{\Delta f}{f} = \eta \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (4.11)$$

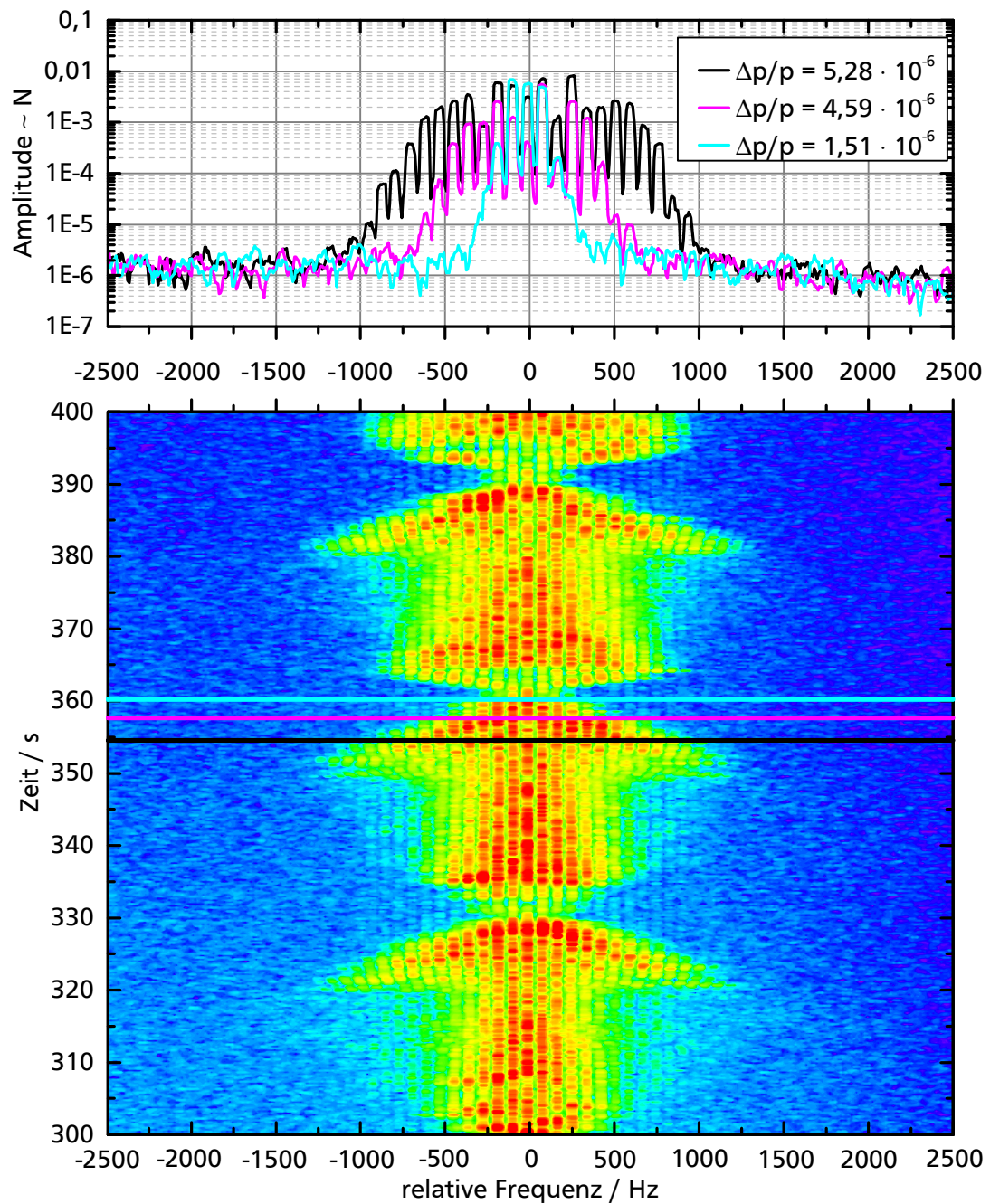


Abbildung 4.13: Auf dem unteren Graphen ist ein Ausschnitt von 100 s aus Abb. 4.11 zu sehen. Deutlich ist die in Kapitel 4.4 beschriebene, typische Form zu erkennen. Im oberen Graph sind drei Schnitte durch die Frequenzebene aufgetragen, um den Kühlvorgang zu verdeutlichen. Deren zeitliche Position wurde in der unteren Abbildung jeweils farblich markiert (schwarz, magenta und cyan).

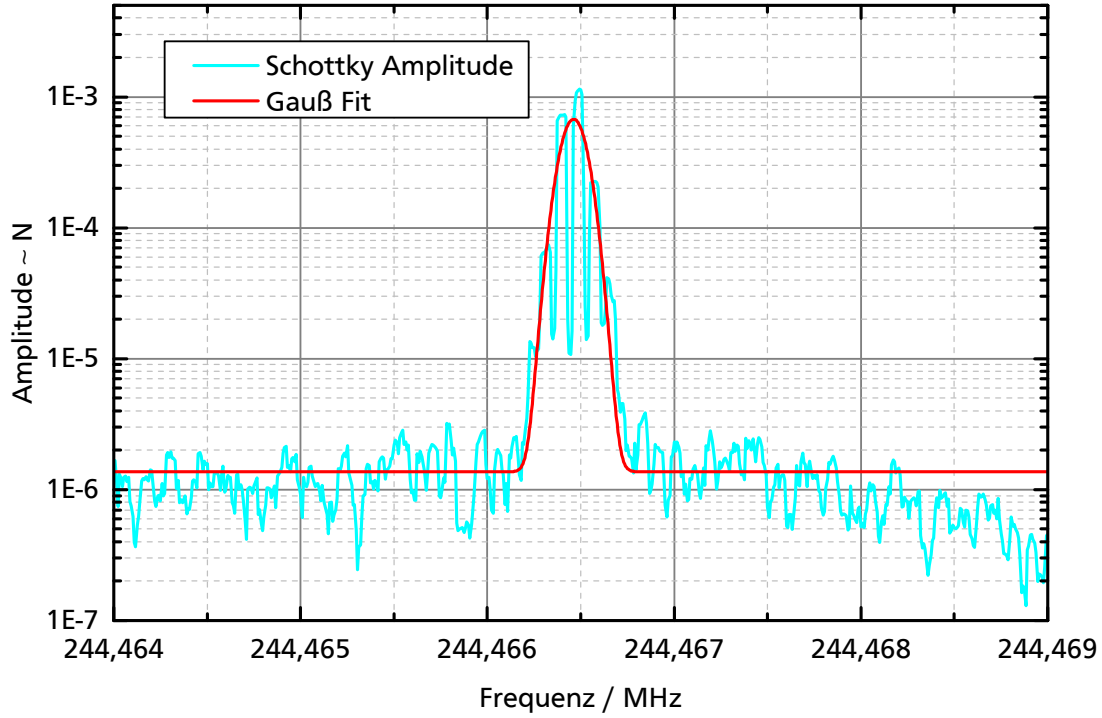


Abbildung 4.14: Beispielhafte Auswertung der Impulsverteilung anhand des Schottky Signals nach 390 s im verwendeten Datensatz. In Cyan ist die 189. Harmonische der Fouriertransformation des Schottky Signals zu sehen, in Rot die an die Daten angepasste Gaußkurve.

wobei der sogenannte *slip factor*  $\eta$  durch die Beziehung

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2} \quad (4.12)$$

bestimmt werden kann [125]. Dabei handelt es sich um eine spezifische Größe des Beschleunigers, die aus dem Lorentzfaktor im Experiment  $\gamma$ , sowie der Übergangsenergie  $\gamma_t$  berechnet werden kann.

Die Ionen im Ring haben bei unterschiedlichen Energien auch leicht abweichende Umlaufwege, woraus sich wiederum eine Abweichung in der zurückzulegenden Strecke ergibt. Abhängig vom Aufbau des Speicherrings und der Energie der Teilchen haben Ionen höherer Energie dadurch eine längere oder kürzere Umlaufzeit und damit eine niedrigere oder höhere Umlauffrequenz. Für  $\gamma < \gamma_t$  sinkt die Umlaufzeit mit steigender Energie der Ionen, für  $\gamma > \gamma_t$  gilt der umgekehrte Fall.  $\gamma_t$  ist genau die Energie, bei der eine Energieänderung der Ionen

Parameter	Wert	Fehler
Amplitude $a$	$6,73 \cdot 10^{-4}$	$\pm 2,56 \cdot 10^{-5}$
Grundlevel $y_0$	$1,37 \cdot 10^{-6}$	$\pm 3,34 \cdot 10^{-6}$
Standardabweichung $w$ / Hz	67,79	$\pm 3$
Zentralfrequenz $x_c$ / MHz	244,466462	$\pm 3 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.2: Angepasste Parameter für die Gaußkurve in Abb. 4.14.

im Speicherring nicht zu einer Änderung der Umlauffrequenz führt. Für das durchgeführte Experiment ist  $\gamma_t = 2,4$  und  $\gamma = 1,13$ :

$$\eta = \frac{1}{(1,13)^2} - \frac{1}{(2,4)^2} = 0,607 \quad (4.13)$$

Einsetzen der nun bekannten Werte in Gleichung 4.11 und eine Umstellung nach  $\frac{\Delta p}{p}$  ergibt:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{0,607} \cdot \frac{159,64 \pm 7,06 \text{ Hz}}{2,44466462085 \cdot 10^8 \text{ Hz}} = 1,076 \cdot 10^{-6} \quad (4.14)$$

Vergleichbare, durch das Auflösungsvermögen des verwendeten Schottky Pickups limitierte Ergebnisse ergaben sich auch bei früheren Experimenten zur Laserkühlung lithiumähnlichen Kohlenstoffs (siehe dazu auch Kapitel 2.3.4) [70]. Eine bessere Auflösung der Impulsverteilung wurde in diesen Experimenten mittels einer Analyse der Frequenzbreite der Fluoreszenz der im Ring gespeicherten Ionen erreicht. Auch für die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente wird eine solche Steigerung durch die noch ausstehende Analyse der Fluoreszenz erhofft.

Abschließend lässt sich also sagen, dass die Ergebnisse aus den vergangenen Strahlzeiten erfolgreich reproduziert werden konnten. Weiterhin konnte erstmals die Kühlung von relativistischen Ionenstrahlen ohne vorherige Elektronenkühlung gezeigt werden. Darüber hinaus war es erstmals möglich, den Laser über die gesamte Akzeptanzbreite des Buckets zu verstimmen.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

### 5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein neues Lasersystem zur Kühlung relativistischer Ionenstrahlen in Speicherringen entwickelt und erstmals während einer Strahlzeit am Experimentierspeicher-ring an der GSI zum Einsatz gebracht. Es konnten dabei gebündelte  $C^{3+}$ -Ionen mit einer Energie von 122 MeV/u auf dem  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergang bei 155,1 nm erfolgreich gekühlt werden. Durch die große Dopplerverschiebung bei der anti-kollinearen Einstrahlung des Lasers konnte zur Kühlung Licht bei 257 nm eingesetzt werden. Die quantitative Analyse der während der Strahlzeit aufgenommenen Daten steht noch aus. Aus einem ersten Überblick über die Daten lassen sich wichtige Ergebnisse jedoch bereits ableiten:

- Erstmals konnten gebündelte Ionenstrahlen ohne vorherige Elektronenkühlung, also ausschließlich mit Hilfe des Lasers, gekühlt werden.
- Bei vorherigen Experimenten war es nötig, die Bunchingfrequenz  $f_b$  zu verschieben, um alle Ionen im Bucket resonant mit dem Laser ansprechen zu können. Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystem war es zum ersten Mal möglich, die Frequenz des Lasers kontinuierlich so zu verstimmen, dass die gesamte Akzeptanzbreite des Buckets mit einer festen Bunchingfrequenz gekühlt werden konnte.
- Es wurde nach Anwendung der Laserkühlung durch Auswertung der Daten aus dem Schottky Pickup eine Impulsbreite  $\frac{\Delta p}{p}$  im Bereich von  $10^{-6}$  gemessen. Diese Messung ist durch die Auflösung des verwendeten Messsystems limitiert. Vergleichbare Werte konnten bei früheren Strahlzeiten in Kombination mit Elektronenkühlung ebenfalls erzielt werden.

Die Experimente haben gezeigt, dass die Laserkühlung durch neue technische Möglichkeiten ein mächtiges Werkzeug zur Erhöhung der Strahlqualität hochenergetischer Ionenstrahlen sein kann. Gerade Experimente in der Atomphysik und Kollisionsexperimente werden von der höheren Energieschärfe und der höheren Brillanz der Strahlen profitieren. Später ist es sogar denkbar mit den gekühlten Ionenstrahlen sympathetisch Antiprotonen zu kühlen. Auch die Abnahme der Effizienz bisheriger Strahlkühlungstechniken wie der Elektronenkühlung bei hohen Energien macht es nötig, Ersatztechnologien zur Verfügung zu stellen.

Um diese Ziele zu erreichen, sollte ein Lasersystem bei 257 nm entwickelt werden, das bei

dieser Wellenlänge mindestens 18 mW Ausgangsleistung liefert. Dieses Lasersystem sollte nicht nur besonders schmalbandig sein, sondern auch eine modensprungfreie Abstimmbarkeit der Frequenz von 12 GHz ermöglichen, damit die komplette Geschwindigkeitsverteilung der Ionen gekühlt werden kann. Zusätzlich sollte der für eine Strahlzeit typische Dauerbetrieb über mehrere Tage ohne großen Wartungsanspruch möglich sein. Im Rahmen früherer Strahlzeiten wurden zu diesem Zweck Argon-Ionenlaser eingesetzt, die allerdings nicht nur Teile der Anforderungen, wie die Abstimmbarkeit und Schmalbandigkeit, nicht erfüllen konnten, sondern auch eine sehr geringe Energieeffizienz hatten. In Abgrenzung dazu sollte das neue System deutlich effizienter und flexibler sein.

All diese Anforderungen werden von dem in dieser Arbeit entwickelten Lasersystem erfüllt. Als Master-Oszillator für das vollständig festkörperbasierte System dient ein gitterstabilisierter Diodenlaser bei 1028 nm, dessen schmale Linienbreite und einfache Abstimmbarkeit eine ideale Basis für das Lasersystem bietet. Die Frequenz kann durch eine Verschiebung des Gitters mittels eines Piezoaktors verstimmt werden. Eine auf Polarisationspektroskopie basierende Stabilisierungstechnik verhindert Modensprünge durch Fehlanpassungen zwischen dem externen und dem internen Resonator.

Das Licht aus dem Diodenlaser wird durch einen einstufigen singlemode Ytterbium Faserverstärker auf bis zu 16 W verstärkt. Anschließend wird in zwei aufeinanderfolgenden effizienten Überhöhungsresonatoren zunächst mit einem LBO Kristall die zweite- und anschließend mit einem BBO Kristall die vierte Harmonische der Ausgangsfrequenz gebildet. In der zweiten Harmonischen bei 514 nm stehen bis zu 4,7 W Ausgangsleistung zur Verfügung, in der vierten Harmonischen noch etwa 180 mW. Der Faserverstärker sowie die Frequenzverdopplungsstufen sind jeweils so ausgelegt, dass sie Frequenzänderungen des Master-Oszillators folgen können.

Als absolute Frequenzreferenz für das System dient ein weiterer Diodenlaser, der auf ein Wellenlängenmessgerät stabilisiert ist. Dadurch konnte der Referenzlaser bis auf eine Unsicherheit von etwa 2 MHz stabilisiert werden. Die Überlagerung des Referenzlasers und des Kühllasers auf einer schnellen Photodiode erzeugt eine Schwebung, die als Fehlersignal für eine Frequenz-Offset-Stabilisierung dient. Damit kann der Kühllaser auf den Referenzlaser stabilisiert werden. Am stabilisierten System konnte die resultierende Linienbreite in der Fundamentalen in einem Zeitintervall von 60 s zu 890 kHz bestimmt werden und war maßgeblich vom Rauschen der Offset-Stabilisierung bestimmt.

Der Laser kann in der Fundamentalen bis zu 4 GHz in 20 ms modensprungfrei verstimmt werden, was in der vierten Harmonischen einer Frequenzbreite von 16 GHz entspricht. Durch ein in Amplitude und Phase regulierbares Synchronisationssignal folgen die Überhöhungsresonatoren der Abstimmung der Frequenz problemlos.

Das gesamte System basiert auf sehr effizienten Diodenlasern und ist vollständig modular aufgebaut, wodurch es nicht nur sehr energieeffizient ist, sondern auch besonders leicht zu warten. Damit stellt das neue Lasersystem einen wichtigen Schritt zur dauerhaften Implementierung der Laserkühlung als zusätzliche Strahlkühlungstechnik an Speicherringen dar.

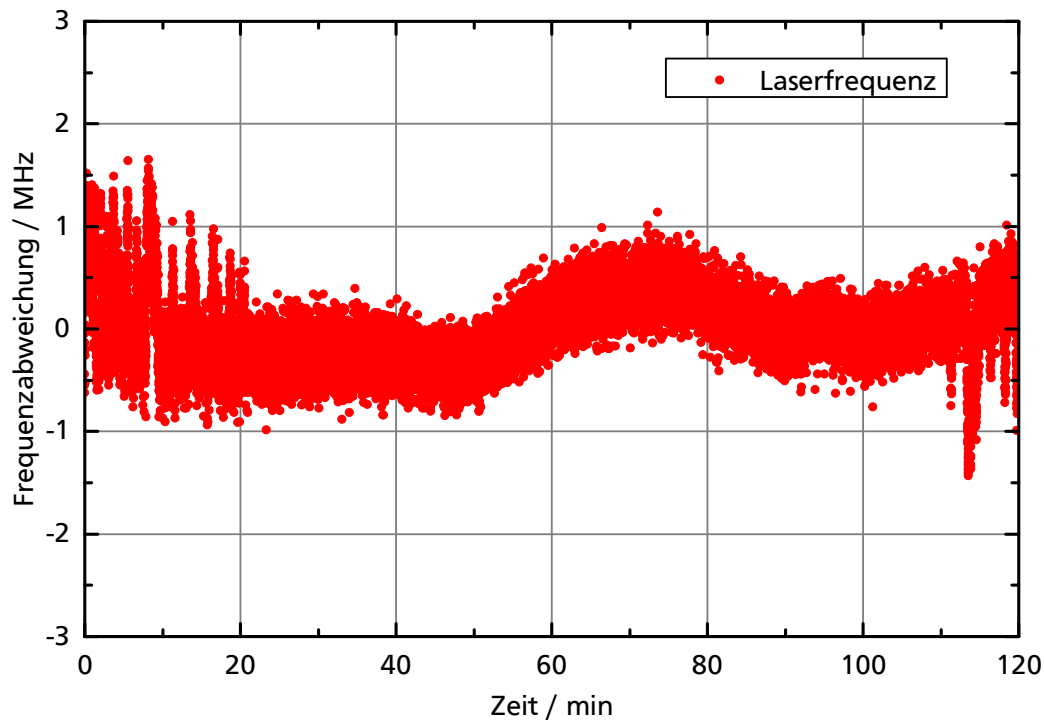


Abbildung 5.1: Frequenzdrift eines Lasers bei 1092 nm, der auf einen atomaren Übergang in Quecksilber stabilisiert wurde, über der Zeit. Da die Genauigkeit der Stabilisierung im niedrigen Kilohertzbereich liegt, zeigt die Messung gut die Schwankungen des verwendeten Wellenlängenmessgerätes. Verwendung der Daten unter freundlicher Genehmigung von B. Rein [126].

## 5.2 Ausblick

Zum Abschluss werden in diesem Kapitel mögliche Weiterentwicklungen und auch Alternativen zu dem in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystem diskutiert. Zusätzlich werden einige Vorschläge für weitere Strahlzeiten mit dem Laser gemacht.

### 5.2.1 Potential des Lasersystems

Auch wenn das Lasersystem während der Strahlzeit am ESR sehr erfolgreich erprobt werden konnte, gibt es verschiedene Ansatzpunkte das System noch zu verbessern. So ist für einen ersten Test die in Kapitel 3.6 charakterisierte, absolute Frequenzstabilisierung auf das Wellenlängenmessgerät ausreichend gewesen. In anderen Experimenten in der Arbeitsgruppe zeigte sich jedoch, dass das Wellenlängenmessgerät deutlich auf Änderungen der Umgebungstemperatur reagiert.

In Abb. 5.1 ist mit besagtem Wellenlängenmessgerät der Frequenzdrift eines auf einen ato-

maren Übergang in Quecksilber stabilisierten Lasers aufgenommen. Es zeigen sich deutliche langsame Drifts, sowie starke Schwankungen auf kurzen Zeitskalen. Da bei der Stabilisierung auf den atomaren Übergang davon ausgegangen werden kann, dass die Frequenz im Bereich von 200 kHz konstant bleibt, müssen die Schwankungen durch das Wellenlängenmessgerät hervorgerufen werden [127]. Sie sind mit der Temperaturregelung des Wellenlängenmessgerätes zu erklären und für die Laserkühlung von großem Nachteil, da durch den Drift die ideale Frequenz zum Kühlen nicht dauerhaft gehalten werden kann.

Alternativ wäre es möglich, den Referenzlaser auf eine Iodlinie zu stabilisieren. Dies wurde mit den in früheren Experimenten verwendeten Argon-Ionenlasern erfolgreich durchgeführt [70]. Dazu wäre es nötig die Frequenz des Referenzlasers zu verdoppeln, da bei 1028 nm keine geeigneten Linien vorhanden sind. Anschließend könnte beispielsweise eine Sättigungsspektroskopie aufgebaut werden [128].

Der Pumplaser des Faserverstärkers ist, wie in Kapitel 3.3 gezeigt, durch seine spektralen Eigenschaften, besonders durch die starke Abhängigkeit der Wellenlänge von der Ausgangsleistung keine ideale Wahl als Pumplaser für Ytterbium Fasern. Neue Laserdioden bei 976 nm versprechen hier eine deutlich höhere Stabilität bei der gewünschten Wellenlänge. Darauf wird in Kapitel 5.2.2 und Anhang B näher eingegangen.

Auch die in Kapitel 3.4 vorgestellte Frequenzverdopplung könnte durch einige Anpassungen vereinfacht werden. Der Einsatz periodisch gepolter nichtlinearer Kristalle ermöglicht hohe Konversionseffizienzen auch ohne Überhöhungsresonator [129]. In periodisch gepolten Kristallen findet sogenanntes Quasi-Phasematching statt, wodurch die Leistung der produzierten zweiten Harmonischen über den Kristall ständig ansteigt. Mehr Informationen zum Quasi-Phasematching sind in Referenz [130] zu finden. Für die Verdopplung der 1028 nm bietet sich ein periodisch gepolter Lithiumniobat Kristall an. Diese werden für eine höhere Zerstörschwelle gegen optische Schäden durch die Bildung von Farbzentren oft mit Magnesium dotiert [131].

Der große Vorteil eines solchen Kristalls liegt darin, dass keine resonanten Techniken eingesetzt werden müssen. Besonders bei der Abstimmung der Frequenz des Lasers verringert der Entfall der nötigen Stabilisierung eines Resonators die Komplexität des Aufbaus.

Für die Frequenzvervierfachung bietet der Einsatz alternativer Kristalle ein mögliches Verbesserungspotential. Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, degradiert der verwendete BBO Kristall mit der Zeit. Auch wird die maximal erreichbare Ausgangsleistung durch diesen Effekt limitiert. Eine mögliche Alternative wäre der Einsatz eines Cäsium-Lithium-Borat Kristalls (CLBO). Da dieser jedoch extrem hygroskopisch ist, muss er ständig auf einer sehr hohen Temperatur gehalten werden [132]. Dafür besitzt er mit  $10 \text{ GW/m}^2$  eine deutlich höhere Zerstörschwelle als BBO, sollte also im Gegensatz zu diesem nicht degradieren [133]. Zusätzlich ist der Walkoff mit 32,2 mrad im Vergleich zu 85,3 mrad bei BBO deutlich kleiner, was für ein besseres Strahlprofil im UV und eine höhere Konversionseffizienz im Resonator sorgt. Mit CLBO war es bereits möglich, bis zu 5 W Ausgangsleistung bei 266 nm zu erzeugen [134]. Insgesamt ist also durch das stark hygroskopische Verhalten des Kristalls der technische



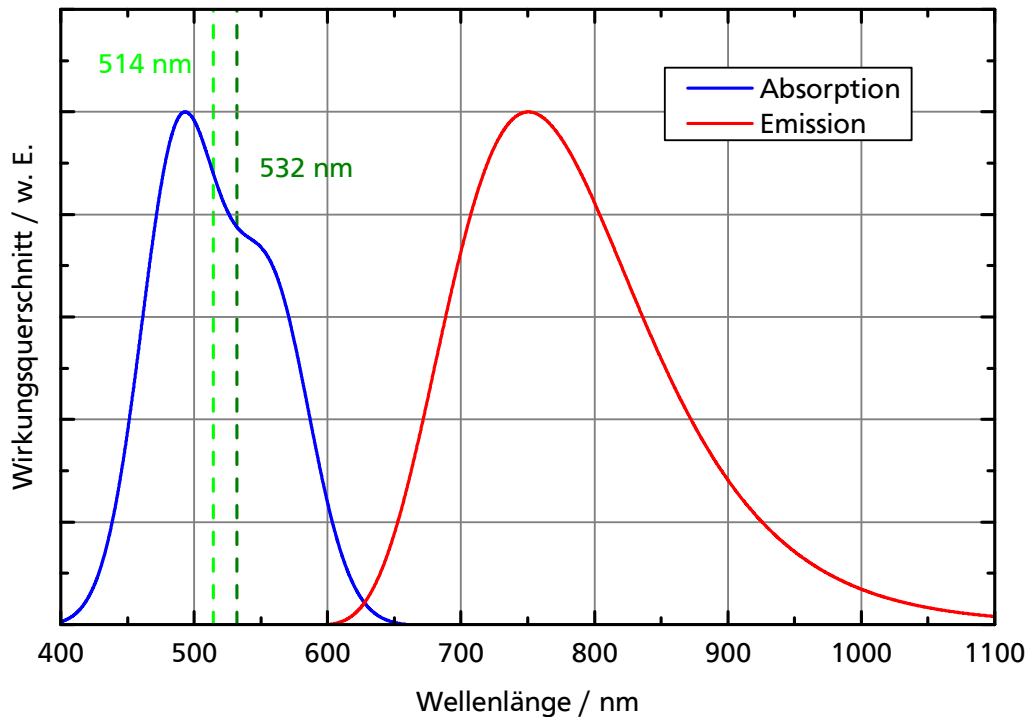


Abbildung 5.2: Der Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Titan:Saphir über der Wellenlänge. Die typische Pumpwellenlänge von 532 nm (SHG eines Nd:YAG-Lasers) wurde genauso wie die Wellenlänge des in dieser Arbeit vorgestellten Systems in Grün markiert. Grafik nach [135, 136]. Die Wirkungsquerschnitte wurden zur besseren Darstellung normiert.

Aufwand höher als bei der Verwendung von BBO, dafür sollten die typischen Nachteile von BBO nicht auftreten.

In Kapitel 3.6 konnte als Limitierung für den Abstimmbereich des Lasers die Offset-Stabilisierung, bzw. im Besonderen die Bandbreite des Frequenz- zu Spannungswandlers herausgestellt werden. Um den Abstimmbereich zu erweitern, wäre es also nötig einen Chip mit einer größeren Frequenzbandbreite als den verwendeten VFC110 zu finden. Da ein solcher Chip zur Zeit kommerziell nicht verfügbar ist, bleiben hier mögliche Entwicklungen in der Zukunft abzuwarten. Alternativ wäre es auch möglich einen Frequenzteiler mit einem größeren Teilungsfaktor zu verwenden. Der Nachteil ist hier, dass auch das Rauschen mit dem gleichen Faktor ansteigt.

Neben den möglichen Veränderungen am Lasersystem selbst, bieten sich auch potentielle alternative Einsatzgebiete. So werden heute Titan:Saphir-Laser typischerweise mit frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern bei 532 nm gepumpt. Auf dem in Abb. 5.2 dargestellten

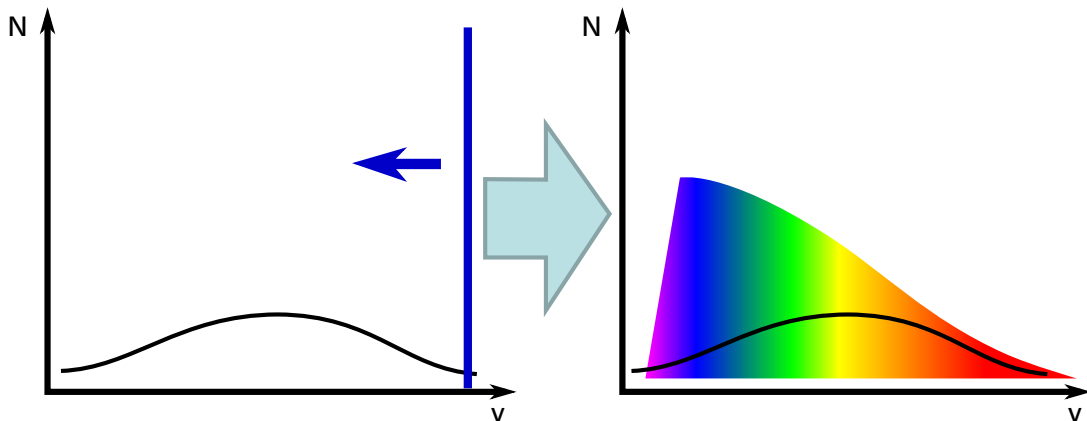


Abbildung 5.3: Gegenüberstellung der beiden Konzepte zur Laserkühlung mit dem abstimmbaren Laser auf der linken und dem gepulsten Laser auf der rechten Seite. Anstatt den Laser über die gesamte Geschwindigkeitsverteilung zu verstimmen, sollen beim gepulsten Ansatz alle Geschwindigkeitsklassen gleichzeitig angesprochen werden.

Graphen ist die Absorptionskurve von Titan:Saphir zu sehen. Es zeigt sich deutlich, dass der Einsatz einer Pumpe bei 514 nm effizienter wäre. Wie in Kapitel 3.4 gezeigt, können mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystem bis zu 5 W bei dieser Wellenlänge erzeugt werden. Durch den Einsatz eines zweistufigen Faserverstärkers wäre eine zusätzliche Steigerung dieser Ausgangsleistung denkbar. Das System ist also auch als effiziente Pumpe für Titan:Saphir-Laser einsetzbar.

Durch die äußerst flexible Bauweise des Lasersystems ist eine Umstellung auf andere Emissionswellenlängen durch den Austausch der Laserdiode im Master-Oszillator leicht durchführbar. Die Spiegel in den Überhöhungsresonatoren sind so gewählt, dass Eingangswellenlängen von 1010 nm bis 1090 nm bei der Frequenzverdopplung, sowie 480 nm bis 540 nm bei der Frequenzvervierfachung möglich sind. Dies ermöglicht eine Vielzahl weiterer Anwendungen, besonders in der Spektroskopie [90, 137].

### 5.2.2 Gepulste Strahlquelle

Der größte Heizmechanismus beim Speichern relativistischer Ionenstrahlen ist Intrastrahlstreuung (IBS, *intrabeam scattering*). Dabei werden die Ionen teilweise mit mehr als 1000 K/s aufgeheizt. Um dem entgegenzuwirken, ist es nötig die Ionen wieder in den Kühlprozess "einzufangen". Einfacher als mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystem könnte das mit einem gepulsten, breitbandigen Laser funktionieren. Diese aufgrund der großen Frequenzbandbreite *white-light cooling* genannte Technik wurde für Ionenstrahlen 1996 von Calabrese vorgeschlagen und 1998 erstmals am TSR in Heidelberg umgesetzt [138, 139].

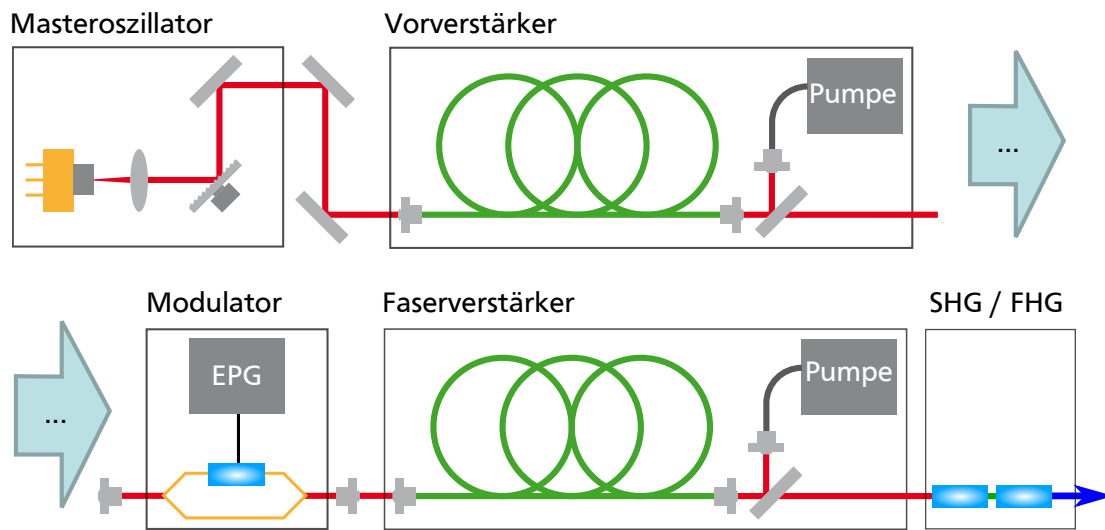


Abbildung 5.4: Geplanter Aufbau des gepulsten Lasersystems. Der Master-Oszillator sowie der Vorverstärker konnten bereits umgesetzt werden. EPG: Elektrischer Pulsgenerator

Der Vorzug dieser Technik liegt in der gleichzeitigen Kühlung aller Geschwindigkeitsklassen, die durch die Dopplerverschiebung resonant mit dem Laser werden. Dadurch erhöht sich ohne eine Abstimmung der Frequenz der Empfangsbereich der Kühlkraft des Lasers. In Abb. 5.3 sind schematisch die Kühlung mit einem abstimmbaren und mit einem gepulsten System gegenübergestellt. Um besonders kalte Ionenstrahlen zu erzeugen, sollte der Laser im Idealfall eine scharfe Kante am blauen Ende des Frequenzspektrums haben, üblich ist ein gaußförmiges Frequenzprofil. In einem Nachfolgeprojekt dieser Arbeit wird zur Zeit an einem solchen Lasersystem gearbeitet.

In Abb. 5.4 ist der geplante Aufbau für das gepulste Lasersystem abgebildet. Der Master-Oszillator und der Vorverstärker entsprechen im Wesentlichen dem in Kapitel 3 vorgestellten System. Lediglich der Pumplaser wurde durch eine andere Diode ersetzt. Dabei handelt es sich um das Modell M976±0.5-15-F105/22-T4S<sup>62</sup>, dessen spektrale Eigenschaften im Anhang (Kapitel B) diskutiert werden. Der Durchmesser der Pumpfaser beträgt 105 µm, was für die Einkopplung in die aus Kapitel 3.3 bekannten Verstärkerfaser mit einem Pumpmantel von 125 µm von Vorteil ist.

Der Vorverstärker dient dazu das kontinuierliche Licht aus dem Master-Oszillator auf eine ausreichend hohe Leistung zu bringen, so dass anschließend Pulse aus dem Strahl geschnitten werden können. Diese Aufgabe soll ein Mach-Zehnder Modulator<sup>63</sup> übernehmen. Dieser kann aus bis zu 5 W kontinuierlichem Licht Pulse ausschneiden, deren Länge zwischen 80 ps

<sup>62</sup>Firma PhotonTec <http://www.photontec-berlin.com/>

<sup>63</sup>Firma Photline [www.photline.com](http://www.photline.com)

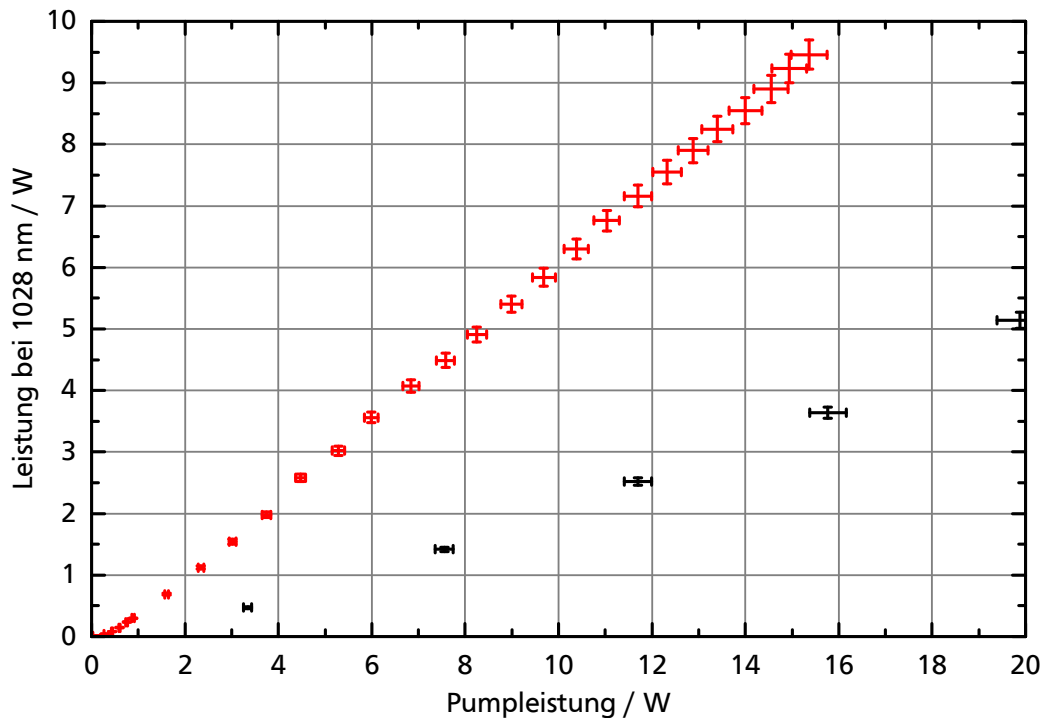


Abbildung 5.5: Ausgangsleistung des neuen Vorverstärkers über der Pumpleistung (rot). Zusätzlich ist zum Vergleich die Kennlinie des in Kapitel 3.3 vorgestellten Faserverstärkers dargestellt (schwarz). Durch die effizientere Pumpabsorption ist der differentielle Wirkungsquerschnitt im neuen System deutlich höher.

und 4 ns frei gewählt werden kann. Die Pulslänge wird von einem elektrischen Pulsgenerator vorgegeben. Bei 80 ps kann von einer Pulsenergie von etwa 0,4 nJ ausgegangen werden. Diese Energie soll anschließend von einem mehrstufigen Faserverstärkersystem weiter erhöht werden, bevor im Einzeldurchgang durch zwei nichtlineare Kristalle die Frequenzverdopplung bzw. -vervierfachung durchgeführt werden soll.

Der Master-Oszillator sowie der Vorverstärker konnten bereits in Betrieb genommen werden. Auf eine vollständige Charakterisierung wird hier verzichtet. In Abb. 5.5 ist ein Vergleich der Kennlinien des Vorverstärkers für das gepulste System mit dem in Kapitel 3.3 vorgestellten Faserverstärker zu sehen. Alle Leistungen wurden mit einem Messkopf UP19K-30H-H5<sup>64</sup> aufgenommen. Es zeigt sich deutlich, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\eta_{\text{neu}} = 0,64$  des neuen Systems deutlich höher ist als  $\eta_{\text{alt}} = 0,25$  des in diesem Abschnitt dargestellten Teils der Kennlinie des alten Systems. Dies ist auf eine deutlich effizientere Absorption der Pumpleistung zurückzuführen. Wie in Kapitel 3.3 erklärt, ändert sich im kontinuierlichen

<sup>64</sup>Firma Gentec <https://www.gentec-eo.com/>

System die Wellenlänge des Pumpasers stark mit der Ausgangsleistung. Dieser Effekt ist bei der neuen Pumpdiode nicht zu beobachten. Dadurch kann über den gesamten Leistungsbe-  
reich effizient gepumpt werden. Die spektralen Eigenschaften der für das gepulste System  
verwendeten Pumpdiode sind in Anhang B zu finden. Zusätzlich zu der höheren Effizienz  
bietet das neue Verstärkersystem auch eine deutlich höhere Stabilität der Ausgangsleistung,  
die eine zusätzliche Stabilisierung unnötig macht. Die entsprechenden Daten einer Messung  
über 10 Minuten sind in Tabelle 5.1 zu finden.

$\emptyset$ - Leistung	Std. Abw.	PTP - Stab.	Messdauer
4,05 W	3,5 mW	0,8 %	600 s

Tabelle 5.1: Statistische Messergebnisse für die Leistungsstabilität des Vorverstärkers für das gepulste System.

### 5.2.3 Weitere Strahlzeiten

Das vorgestellte Lasersystem bzw. dessen Weiterentwicklungen können außer am ESR noch an verschiedenen anderen Anlagen eingesetzt werden.

Das 1957 gegründete Institute of Modern Physics (IMP) betreibt die Heavy Ion Research Facility in Lanzhou (HIRFL) [140]. Mit dieser chinesischen Forschungseinrichtung pflegt die GSI eine intensive Kooperation. Im Jahr 2008 ging dort der Cooler Storage Ring (CSR) in Betrieb, der in seinen Eigenschaften dem ESR ähnelt.

Zum IMP besteht auch im Bereich der Laserkühlung eine Kooperation, die 2013 beim Symposium *Laser Cooling at Storage Rings* intensiviert wurde. Im Rahmen dieser Kooperation ist eine weitere Strahlzeit zur Kühlung von lithiumähnlichem Kohlenstoff geplant [110]. Dazu wurde am CSR bereits im Oktober 2013 eine Teststrahlzeit durchgeführt. Die wichtigsten experimentellen Parameter sind in Tabelle 5.2 zu finden.

$N$	$E$ (MeV/u)	$\beta$	$\gamma$	$f_{\text{rev}}$ (MHz)	$\tau$ (s)	$L$ (m)
$10^8$	122	0,467	1,131	1,088	8	25

Tabelle 5.2: Experimentelle Parameter für die Teststrahlzeit mit  $\text{C}^{3+}$  am CSR.

Die kurze Lebensdauer des Strahls ist mit Vakuump Problemen zu erklären. Diese technischen Schwierigkeiten müssen gelöst werden, bevor ein Experiment zur Laserkühlung Erfolg versprechen kann.

Auch an der GSI sind in Zukunft weitere Experimente denkbar. Der Ausbau zur Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) eröffnet auch für die Laserkühlung neue mögliche

Einsatzgebiete. Im speziellen werden Experimente am Schwerionen Synchrotron (SIS) 100 vorbereitet [19]. Die hohe magnetische Steifigkeit dieses Rings ermöglicht, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, das Spektrum der möglichen Kandidaten für Laserkühlung zu schwereren Ionen hin zu erweitern.

Zusätzlich werden aber auch neue Möglichkeiten in der Spektroskopie eröffnet. So wurde beispielsweise bereits die Spektroskopie der Grundzustandsübergänge von lithiumähnlichem Uran  $U^{89+}$  vorgeschlagen. Durch eine effiziente Detektion der bei der Kühlung dieser Ionen entstehenden vorwärts emittierten Röntgenstrahlen, kann so nicht nur der Übergang sehr präzise vermessen, sondern auch der Lorentzfaktor  $\gamma$  sehr genau bestimmt werden [42]. Die Frequenz des Übergangs  $\omega_0$  ergibt sich aus der Laserfrequenz über die Beziehung

$$\hbar\omega_0 = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \hbar\omega_L . \quad (5.1)$$

Für die Frequenz der Röntgenstrahlen  $\omega_X$  gilt

$$\hbar\omega_X = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \hbar\omega_0 . \quad (5.2)$$

Aus der genauen Kenntnis der Laserfrequenz und der Frequenz der Röntgenstrahlen lassen sich diese Gleichungen nach  $\beta$  und  $\omega_0$  umformen und so die gesuchten Parameter sehr genau bestimmen. Auch dieses Experiment würde von der Stabilität, Schmalbandigkeit und Abstimmbarkeit des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems profitieren.

## Anhang A

### Frequenz- zu Spannungswandler

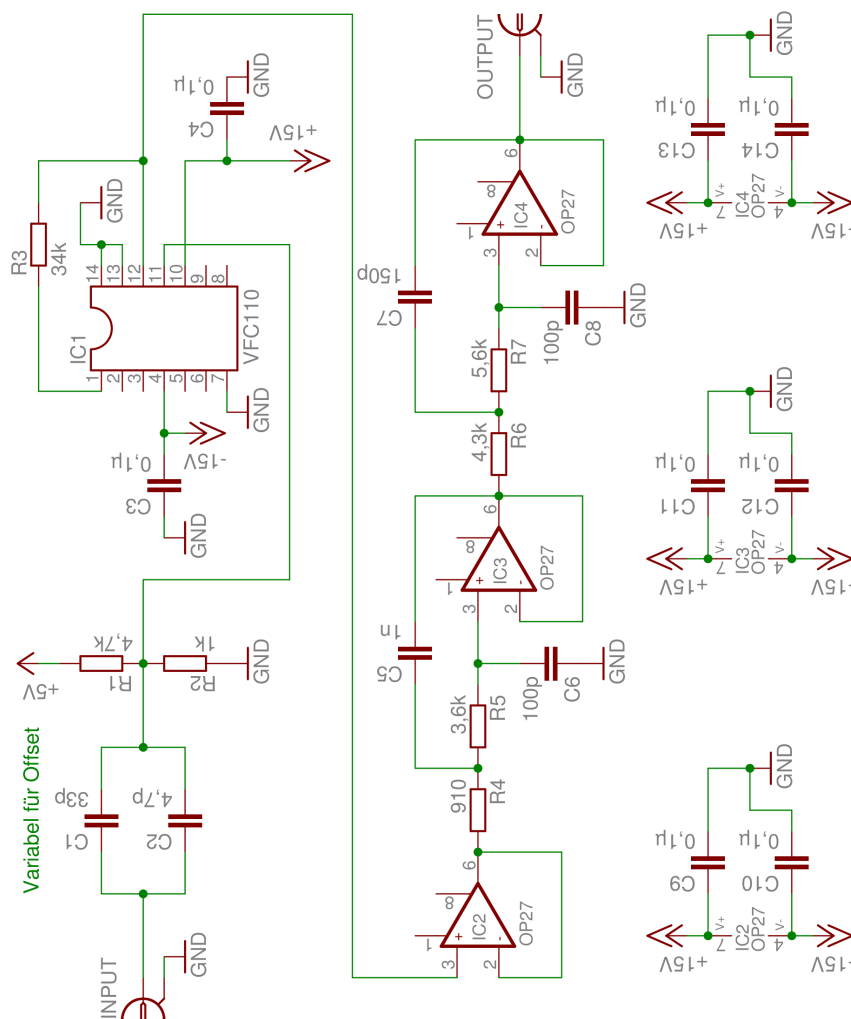


Abbildung A.1: Schaltplan des Frequenz- zu Spannungswandlers. Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise ist in Kapitel 3.6 zu finden





## Anhang B

### Spektrale Eigenschaften einer alternativen Pumpquelle

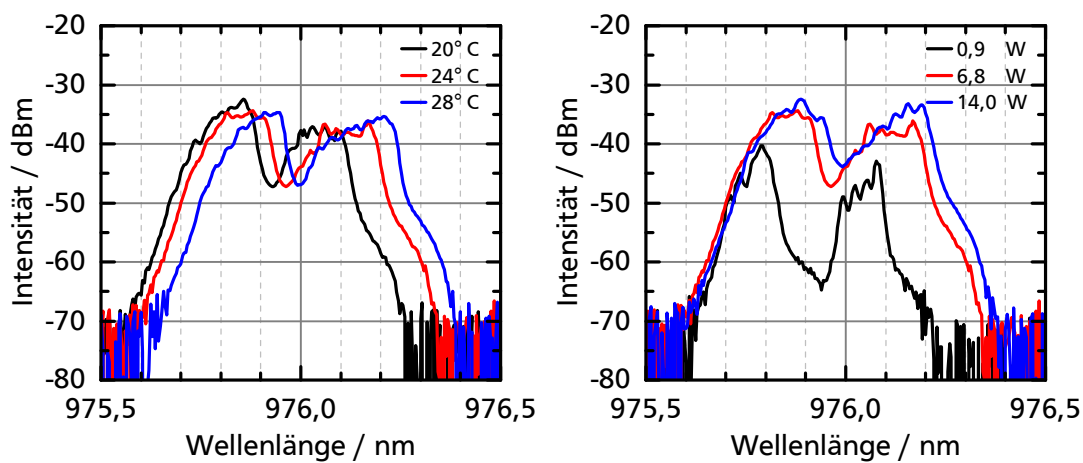


Abbildung B.1: Die Temperaturabhängigkeit (links), sowie die Leistungsabhängigkeit der neuen Pumpe (rechts). Aufgetragen ist jeweils die emittierte Intensität über der Wellenlänge. Es zeigt sich jeweils nur eine sehr geringe Verschiebung des Spektrums.

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, besitzt das Spektrum der Pumpquelle des in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystems eine große Abhängigkeit vom Pumpstrom. In Kapitel 5.2.2 wurde ein alternativer Ansatz mit einem gepulsten Lasersystem diskutiert, dessen Vorverstärker eine andere Pumpdiode verwendet. Mit einem optischen Spektralanalysator wurde die Abhängigkeit des Spektrums dieser neuen Pumpe sowohl vom Pumpstrom bzw. der Pumpleistung, als auch von der Diodentemperatur gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. B.1 zu sehen. Es zeigt sich deutlich die erwähnte Unabhängigkeit von beiden Parametern. Damit eignet sich die neue Pumpe deutlich besser für den Einsatz in Faserverstärkersystemen.



## Anhang C

### Frequenzeichung des Master-Oszillators während der Strahlzeit

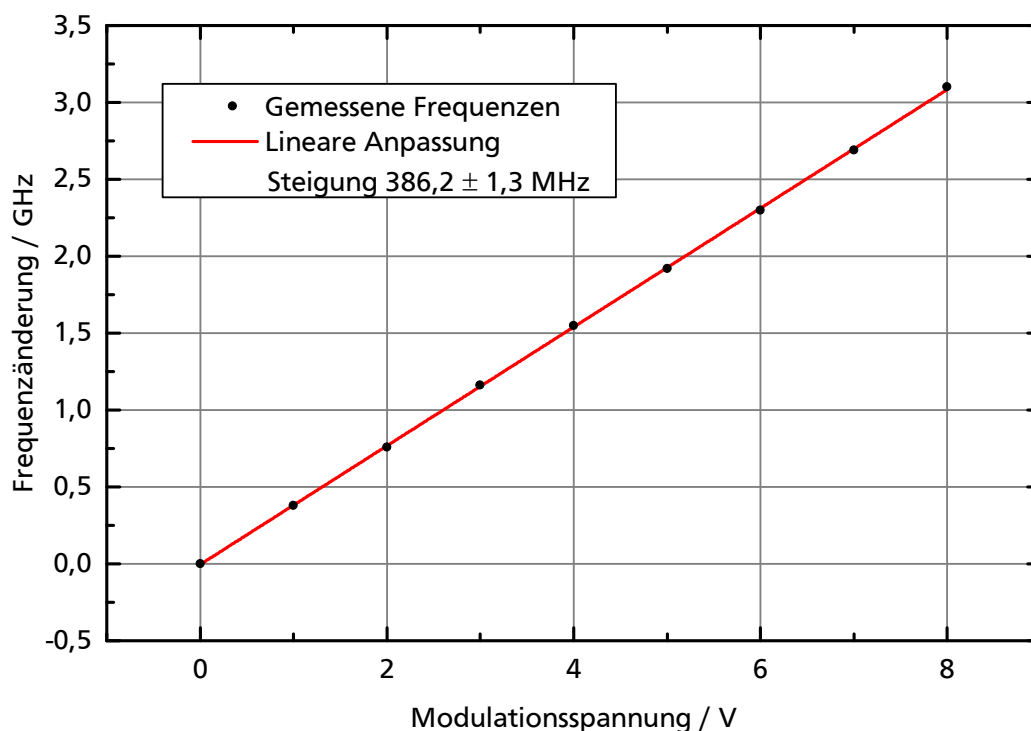


Abbildung C.1: Gemessene Verstimmung des Lasers über der eingestellten Modulationsspannung. In rot ist die Gerade eingezeichnet, die an die Messdaten angepasst wurde.

Um die Frequenz des Master-Oszillators genau zu bestimmen, ist es nötig, die Frequenzänderung in Abhängigkeit der angelegten Modulationsspannung zu messen. Da diese abhängig von den eingestellten Parametern der Offset-Stabilisierung ist, muss eine solche Eichung nach jeder Änderung der Stabilisierungsparameter durchgeführt werden. Zusätzlich muss der ohne angelegte Spannung vorhandene Abstand zwischen den beiden Lasern bekannt sein. Dieser kann zum Beispiel mit einem Frequenzzähler gemessen werden.

Im Abb. C.1 ist die Eichkurve für die fundamentale Frequenz des Kühllasers bei der Strahlzeit am ESR im August 2012 zu sehen. Bei 0 V beträgt der Abstand zum Referenzlaser 3,99 GHz. Daraus folgt für die Frequenz des Master-Oszillators

$$f_{\text{Laser}} = f_{\text{Referenz}} - 3,99 \text{ GHz} + 0,3862 \text{ GHz} \cdot U_{\text{mod}} \quad . \quad (\text{C.1})$$

## Anhang D

### Spiegelabstände der Überhöhungsresonatoren

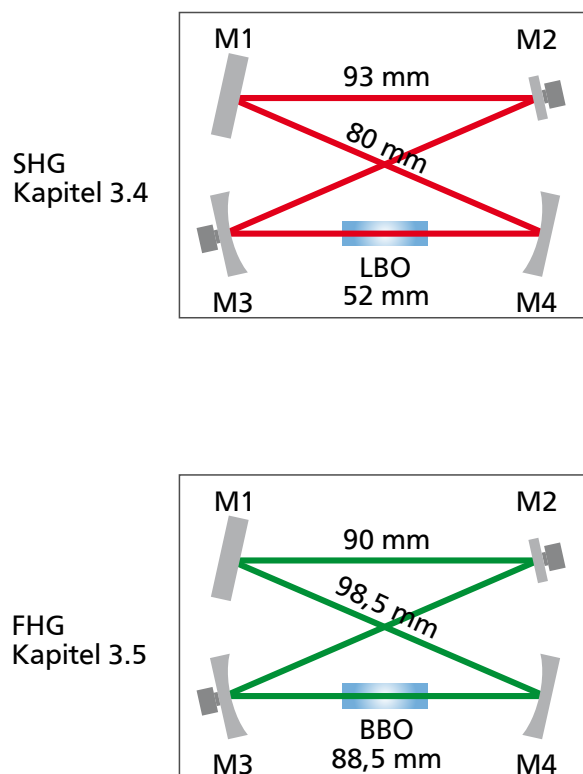


Abbildung D.1: Spiegelabstände für die beiden konstruierten Überhöhungsresonatoren.  
Im oberen Bild ist der Resonator zur Frequenzverdopplung, im unteren  
Bild der Resonator zur Frequenzvervierfachung zu sehen.



# Literaturverzeichnis

- [1] M. LARSSON. Atomic and molecular physics with ion storage rings. Reports on Progress in Physics **58** (1995), 1267–1319.
- [2] H. H. GUTBROD. International Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) at GSI, Darmstadt. Nuclear Physics A **752** (2005). Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 2), 457–469.
- [3] J. YANG, J. XIA, G. XIAO, H. XU, H. ZHAO, X. ZHOU, X. MA, Y. HE, L. MA, D. GAO, J. MENG, Z. XU, R. MAO, W. ZHANG, Y. WANG, L. SUN, Y. YUAN, P. YUAN, W. ZHAN, J. SHI, W. CHAI, D. YIN, P. LI, J. LI, L. MAO, J. ZHANG und L. SHENG. High Intensity heavy ion Accelerator Facility (HIAF) in China. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **317, Part B** (2013). XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2–7, 2012 at Matsue, Japan, 263–265.
- [4] J. XIA, W.-L. ZHAN, B.-W. WEI, Y.-J. YUAN, Y. LIU, H.-S. XU, G.-G. XIAO, D.-Q. GAO, W.-M. QIAO und P. YUANG. Heavy ion cooler-storage-ring synchrotron in Lanzhou. High Power Laser & Particle Beams **20** (2008), 1787–1794.
- [5] R. STENSGAARD. ASTRID - The Aarhus Storage Ring. Physica Scripta **1988** (1988), 315.
- [6] K. ABRAHAMSSON, G. ANDLER, L. BAGGE, E. BEEBE, P. CARLÉ, H. DANARED, S. EGNELL, K. EHRNSTÉN, M. ENGSTRÖM, C. HERRLANDER, J. HILKE, J. JEANSSON, A. KÄLLBERG, S. LEONTEIN, L. LILJEBY, A. NILSSON, A. PAAL, K.-G. RENSFELT, U. ROSENGÅRD, A. SIMONSSON, A. SOLTAN, J. STARKER, M. UGGLAS und A. FILEVICH. CRYRING - a synchrotron, cooler and storage ring. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **79** (1993), 269–272.
- [7] T. SCHÄTZ, U. SCHRAMM, M. BUSSMANN und D. HABS. Crystallisation of ion beams in the rf quadrupole storage ring PALLAS. Applied Physics B **76** (2003), 183–190.
- [8] A. WOLF, J. BERGER, M. BOCK, D. HABS, B. HOCHADEL, G. KILGUS, G. NEUREITHER, U. SCHRAMM, D. SCHWALM, E. SZMOLA, A. MÜLLER, M. WAGNER und R. SCHUCH. Experiments with highly-charged ions in the storage ring TSR. In: Atomic Physics of Highly Charged Ions. Hrsg. von E. SALZBORN, P. H. MOKLER und A. MÜLLER. Springer Berlin Heidelberg 1991, 69–75.

- [9] B. FRANZKE. The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **24–25, Part 1** (1987), 18–25.
- [10] U. SCHRAMM und D. HABS. Crystalline ion beams. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53** (2004), 583–677.
- [11] D. F. WINTERS, M. VOGEL, D. M. SEGAL, R. C. THOMPSON und W. NÖRTERSHÄUSER. Laser spectroscopy of hyperfine structure in highly charged ions: a test of QED at high fields. *Canadian Journal of Physics* **85** (2007), 403–408.
- [12] A. GUMBERIDZE, T. STÖHLKER, D. BANAŚ, K. BECKERT, P. BELLER, H. F. BEYER, F. BOSCH, S. HAGMANN, C. KOZHUHAROV, D. LIESEN, F. NOLDEN, X. MA, P. H. MOKLER, M. STECK, D. SIERPOWSKI und S. TASHENOV. Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 223001.
- [13] E. BRAVIN, S. BURGER, C. DUTRIAT, T. LEFEVRE, V. TALANOV, J. BYRD, K. CHOW, H. MATIS, M. MONROY, A. RATTI, W. C. TURNER, A. BRAMBILLA, M. JOLLIOT und S. RENET. Collision rate monitors for LHC. In: *Particle Accelerator Conference, 2007. PAC. IEEE. 2007*, 4171–4173.
- [14] R. PALMER. The Interdependence of Parameters for TeV Linear Colliders. *Conf.Proc.* **C8706292** (1987), 80.
- [15] M. PERELSTEIN. Introduction to Collider Physics. arXiv:1002.0274 (2010).
- [16] A. KELLERBAUER und J. WALZ. A novel cooling scheme for antiprotons. *New Journal of Physics* **8** (2006), 45.
- [17] B. E. A. SALEH und M. C. TEICH. *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience Publication 1991.
- [18] W. JOHNSON, Z. LIU und J. SAPIRSTEIN. Transition rates for lithium-like ions, sodium-like ions, and neutral alkali-metal atoms. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **64** (1996), 279–300.
- [19] T. STÖHLKER, T. BEIER, H. BEYER, F. BOSCH, A. BRÄUNING-DEMIAN, A. GUMBERIDZE, S. HAGMANN, C. KOZHUHAROV, T. KÜHL, D. LIESEN, R. MANN, P. MOKLER, W. QUINT, R. SCHUCH und A. WARCZAK. Atomic physics with highly-charged heavy ions at the GSI future facility: The scientific program of the SPARC collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **235** (2005). Twelfth International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, 494–497.
- [20] K. SCHORSTEIN und T. WALTHER. A high spectral brightness Fourier-transform limited nanosecond Yb-doped fiber amplifier. *Applied Physics B* **97** (2009), 591–597.
- [21] A. SEIFERT, M. SINTHER, T. WALTHER und E. S. FRY. Narrow-linewidth, multi-Watt Yb-doped fiber amplifier at 1014.8 nm. *Applied Optics* **45** (2006), 7908–7911.



- 
- [22] G. I. BUDKER. Proceedings of the International Symposium on Electron and Positron Storage Rings (1966). Salcay.
- [23] G. I. BUDKER, N. S. DIKANSKII, V. I. KUDELAINEN, I. N. MESHKOV, V. V. PARKHOMCHUK, D. V. PESTRIKOV, A. N. SKRINSKII und B. N. SUKHINA. Experimental study of electron cooling. *Techn. Ber.* 1976.
- [24] H. POTH. Review of electron cooling experiments. Proceedings of the Workshop on Electron Cooling and Related Applications, Karlsruhe (1984), 45.
- [25] H. POTH. Electron cooling: Theory, experiment, application. *Physics Reports* **196** (1990), 135–297.
- [26] D. WINTERS. Persönliche Kommunikation.
- [27] A. MUTHIG. Zustandsselektive Untersuchung der Elektroneneinfangprozesse in hochgeladene Uranionen durch Nachweis der charakteristischen Projektilstrahlung. Dissertation. Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 2004.
- [28] M. STECK, K. BECKERT, F. BOSCH, H. EICKHOFF, B. FRANZKE, O. KLEPPER, F. NOLDEN, H. REICH, B. SCHLITT, P. SPÄDTKE und T. WINKLER. Cooled heavy ion beams at the ESR. *Nuclear Physics A* **626** (1997). Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, 495–498.
- [29] M. STECK, P. BELLER, K. BECKERT, B. FRANZKE und F. NOLDEN. Electron cooling experiments at the ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **532** (2004). International Workshop on Beam Cooling and Related Topics, 357–365.
- [30] S. van der MEER. Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR (1972). CERN-ISR-PO-72-31.
- [31] G. CARRON, H. HERR, G. LEBEE, H. KOZIOL, F. KRIENEN, D. MOHL, G. PETRUCCI, C. RUBBIA, F. SACHERER, B. SADOULET, G. STEFANINI, L. THORND AHL, S. van der MEER und T. WIKBERG. Experiments on Stochastic Cooling in ICE (Initial Cooling Experiment). *IEEE Transactions on Nuclear Science* **26** (1979), 3455–3461.
- [32] G. LAMBERTSON, J. BISOGNANO, W. FLOOD, L. LASLETT, C. LEEMANN, B. LESKOVAR, C. LO, R. MAIN, L. SMITH und J. STAPLES. Stochastic Cooling of 200 MeV Protons. In: 11th International Conference on High-Energy Accelerators. Hrsg. von W. NEWMAN. Bd. 40. *Experientia Supplementum*. Birkhäuser Basel 1980, 794–799.
- [33] E. DEMENTEV, N. ZINEVICH, A. MEDVEDKO, V. PARKHOMCHUK und D. PESTRIKOV. Experimental study of stochastic cooling in the NAP-M proton accelerator. *Tech. Phys.* **27** (1982), 1225–1230.
- [34] J. MARRINER und D. MCGINNIS. An introduction to stochastic cooling. *AIP Conference Proceedings* **249** (1992), 693–761.
- [35] D. MÖHL, G. PETRUCCI, L. THORND AHL und S. van der MEER. Physics and technique of stochastic cooling. *Physics Reports* **58** (1980), 73–102.

- [36] J. BISOGNANO und S. CHATTOPADHYAY. Stochastic Cooling of Bunched Beams. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **28** (1981), 2462–2464.
- [37] F. CASPERS und D. MÖHL. History of stochastic beam cooling and its application in many different projects. *The European Physical Journal H* **36** (2012), 601–632.
- [38] S. van der MEER. Nobel lecture: Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons. *Rev. Mod. Phys.* **57** (1984), 689–697.
- [39] J. MARRINER. Stochastic cooling overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **532** (2004). International Workshop on Beam Cooling and Related Topics, 11–18.
- [40] M. STECK. Cooling of fast charged particle beams. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** (2003), 1016–1027.
- [41] F. NOLDEN, K. BECKERT, F. CASPERS, B. FRANCAZAK, B. FRANZKE, R. MENGES, A. SCHWINN und M. STECK. Stochastic cooling at the ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **441** (2000), 219–222.
- [42] H. BACKE. Precision spectroscopy at heavy ion ring accelerator SIS300. *Hyperfine Interactions* **171** (2006), 93–107.
- [43] K. PACHUCKI, D. LEIBFRIED, M. WEITZ, A. HUBER, W. KÖNIG und T. W. HÄNSCH. Theory of the energy levels and precise two-photon spectroscopy of atomic hydrogen and deuterium. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **29** (1996), 177.
- [44] P. NEUMAYER. Ein transientser Röntgenlaser zur Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [45] T. H. MAIMAN. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature* **187** (1960).
- [46] A. ASHKIN. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970), 156–159.
- [47] S. CHU. Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 685–706.
- [48] C. N. COHEN-TANNOUDJI. Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 707–719.
- [49] W. D. PHILLIPS. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 721–741.
- [50] S. SCHRÖDER, R. KLEIN, N. BOOS, M. GERHARD, R. GRIESER, G. HUBER, A. KARAFILLIDIS, M. KRIEG, N. SCHMIDT, T. KÜHL, R. NEUMANN, V. BALKIN, M. GRIESER, D. HABS, E. JAESCHKE, D. KRÄMER, M. KRISTENSEN, M. MUSIC, W. PETRICH, D. SCHWALM, P. SIGRAY, M. STECK, B. WANNER und A. WOLF. First laser cooling of relativistic ions in a storage ring. *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), 2901–2904.

- 
- [51] W. PETRICH, M. GRIESER, R. GRIMM, A. GRUBER, D. HABS, H.-J. MIESNER, D. SCHWALM, B. WANNER, H. WERNØE, A. WOLF, R. GRIESER, G. HUBER, R. KLEIN, T. KÜHL, R. NEUMANN und S. SCHRÖDER. Laser cooling of stored high-velocity ions by means of the spontaneous force. *Phys. Rev. A* **48** (1993), 2127–2144.
- [52] H.-J. MIESNER, M. GRIESER, R. GRIMM, I. LAUER, V. LUGER, P. MERZ, A. PETERS, U. SCHRAMM, D. SCHWALM und M. STÖSSEL. Transverse laser cooling of a radio-frequency bunched ion beam in the storage ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **383** (1996), 634–636.
- [53] J. S. HANGST, M. KRISTENSEN, J. S. NIELSEN, O. POULSEN, J. P. SCHIFFER und P. SHI. Laser cooling of a stored ion beam to 1 mK. *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991), 1238–1241.
- [54] J. S. HANGST, J. S. NIELSEN, O. POULSEN, P. SHI und J. P. SCHIFFER. Laser Cooling of a Bunched Beam in a Synchrotron Storage Ring. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995), 4432–4435.
- [55] A. NODA. Ion beam cooling at S-LSR project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **532** (2004). International Workshop on Beam Cooling and Related Topics, 150–156.
- [56] M. TANABE, T. ISHIKAWA, M. NAKAO, H. SOUDA, M. IKEGAMI, T. SHIRAI, H. TONGU und A. NODA. Longitudinal and Transverse Coupling of the Beam Temperature Caused by the Laser Cooling of  $^{24}\text{Mg}^+$ . *Applied Physics Express* **1** (2008), 028001.
- [57] T. SCHÄTZ, U. SCHRAMM und D. HABS. Crystalline ion beams. *Nature* **412** (2001), 717–720.
- [58] G. BIRKL, S. KASSNER und H. WALTHER. Multiple-shell structures of laser-cooled  $^{24}\text{Mg}^+$  ions in a quadrupole storage ring. *Nature* **357** (1992), 310–313.
- [59] T. SCHÄTZ, D. HABS, C. PODLECH, J. WEI und U. SCHRAMM. Towards crystalline ion beams - the PALLAS ring trap. *AIP Conference Proceedings* **457** (1999), 269–273.
- [60] U. SCHRAMM, T. SCHÄTZ, M. BUSSMANN und D. HABS. The quest for crystalline ion beams. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44** (2002), B375–B387.
- [61] U. SCHRAMM, T. SCHÄTZ und D. HABS. Bunched Crystalline Ion Beams. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), 184801.
- [62] U. SCHRAMM, T. SCHÄTZ und D. HABS. Three-dimensional crystalline ion beams. *Phys. Rev. E* **66** (2002), 036501.
- [63] U. SCHRAMM, T. SCHÄTZ, M. BUSSMANN und D. HABS. Cooling and heating of crystalline ion beams. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **36** (2003), 561.
- [64] M. BUSSMANN, U. SCHRAMM, T. SCHÄTZ und D. HABS. Structural changes in bunched crystalline ion beams. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **36** (2003), 6119.

- [65] H. J. METCALF und P. van der STRATEN. Laser Cooling and Trapping. Springer Verlag New York 1999.
- [66] A. PIWINSKI. Intra-beam scattering. Hrsg. von M. MONTH und S. TURNER. Bd. 296. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg 1988.
- [67] S. BAIRD. Accelerators for pedestrians; rev. version (2007). CERN-AB-Note-2007-014. CERN-PS-OP-Note-95-17-Rev-2.
- [68] U. SCHRAMM, M. BUSSMANN, D. HABS, M. STECK, T. KÜHL, K. BECKERTS, P. BELLER, B. FRANZKE, F. NOLDEN, G. SAATHOFF, S. REINHARDT und S. KARPUK. Laser Cooling and Spectroscopy of Relativistic  $C^{3+}$  Beams at the ESR. In: Laser 2004. Hrsg. von Z. BŁASZCZAK, B. MARKOV und K. MARINOVA. Springer Berlin Heidelberg 2006, 181–188.
- [69] U. SCHRAMM, M. BUSSMANN, D. HABS, T. KÜHL, P. BELLER, B. FRANZKE, F. NOLDEN, M. STECK, G. SAATHOFF, S. REINHARDT und S. KARPUK. Combined Laser and Electron Cooling of Bunched  $C^{3+}$  Ion Beams at the Storage Ring ESR. AIP Conference Proceedings **821** (2006), 501–509.
- [70] M. BUSSMANN. Laser-Cooled Ion Beams and Strongly Coupled Plasmas for Precision Experiments. Dissertation. LMU München, 2007.
- [71] U. SCHRAMM, A. PETERS und D. HABS. Generation of high power cw laser light at 257 nm for laser cooling of intense  $^{24}Mg^+$  beams at the ESR. Hyperfine Interactions **115** (1998), 57–60.
- [72] T. HÄNSCH und B. COUILLAUD. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. Optics Communications **35** (1980), 441–444.
- [73] F. K. KNEUBÜHL und M. W. SIGRIST. Laser. Teubner Verlag, Wiesbaden 2005.
- [74] W. B. BRIDGES. Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum. Applied Physics Letters **4** (1964), 128–130.
- [75] G. CONVERT, M. ARMAND und P. MARTINOT-LAGARDE. Transitions laser visibles dans l'argon ionisé. Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'academie des sciences **258** (1964), 4467.
- [76] M. H. DUNN und J. N. ROSS. The argon ion laser. Progress in Quantum Electronics **4** (1976), 233–269.
- [77] W. BENNETT, J. KNUTSON, G. N. MERCER und J. L. DETCH. Super-radiance, excitation mechanisms, and quasi-cw oscillation in the visible  $Ar^+$  laser. Applied Physics Letters **4** (1964), 180–182.
- [78] E. GORDON, E. LABUDA und W. BRIDGES. Continuous visible laser action in singly ionized Argon, Krypton and Xenon. Applied Physics Letters **4** (1964), 178–180.
- [79] J. M. FORSYTH. Single-frequency operation of the argon-ion laser at 5145 angstrom. Applied Physics Letters **11** (1967), 391–394.

- 
- [80] T. BECK, B. REIN und T. WALTHER. An all-solid-state Argon ion laser replacement. In: CLEO: 2013. Paper JTh2A.66. Optical Society of America 2013.
  - [81] T. BECK, B. REIN und T. WALTHER. All-solid-state based laser system for spectroscopy. Optics Letters (2015). To be submitted.
  - [82] A. E. SIEGMAN. Lasers. University Science Books, California 1986.
  - [83] T. FÜHRER, D. STANG und T. WALTHER. Actively Controlled Tuning of an External Cavity Diode Laser by Polarization Spectroscopy. Opt. Express **17** (2009), 4991–4996.
  - [84] L. RICCI, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN, V. VULETIC, W. KÖNIG und T. HÄNSCH. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. Optics Communications **117** (1995), 541–549.
  - [85] T. FÜHRER, S. EULER und T. WALTHER. Model for tuning an external-cavity diode laser by polarization locking. J. Opt. Soc. Am. B **28** (2011), 508–514.
  - [86] J. LIMPET, F. ROSER, S. KLINGEBIEL, T. SCHREIBER, C. WIRTH, T. PESCHEL, R. EBERHARDT und A. TUNNERMANN. The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13** (2007), 537–545.
  - [87] A. RUDOLF. Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser. Dissertation. TU Darmstadt, 2013.
  - [88] K. SCHORSTEIN. Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2009.
  - [89] H. PASK, R. CARMAN, D. HANNA, A. TROPPER, C. MACKECHNIE, P. BARBER und J. DAWES. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2  $\mu$  m region. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **1** (1995), 2–13.
  - [90] R. STEINBORN, A. KOGLBAUER, P. BACHOR, T. DIEHL, D. KOLBE, M. STAPPEL und J. WALZ. A continuous wave 10 W cryogenic fiber amplifier at 1015 nm and frequency quadrupling to 254 nm. Opt. Express **21** (2013), 22693–22698.
  - [91] M. STAPPEL, R. STEINBORN, D. KOLBE und J. WALZ. A high power, continuous-wave, single-frequency fiber amplifier at 1091 nm and frequency doubling to 545.5 nm. Laser Physics **23** (2013), 075103.
  - [92] H.-R. MÜLLER, J. KIRCHHOF, V. REICHEL und S. UNGER. Fibers for high-power lasers and amplifiers. Comptes Rendus Physique **7** (2006). High power fiber lasers and amplifiers Lasers et amplificateurs à fibre de puissance, 154–162.
  - [93] B. REIN. Faserverstärker basierter Ar<sup>+</sup>-Lasersersatz zur Ionenstrahlkühlung. Masterarbeit. Technische Universität Darmstadt, 2010.
  - [94] Y. JEONG, J. NILSSON, J. SAHU, D. PAYNE, R. HORLEY, L. M. B. HICKEY und P. TURNER. Power Scaling of Single-Frequency Ytterbium-Doped Fiber Master-Oscillator Power-Amplifier Sources up to 500 W. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13** (2007), 546–551.

- [95] J. A. BUCK. Fundamentals of Optical Fibers. Wiley-Interscience New York 1995.
- [96] E. IPPEN und R. STOLEN. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. Applied Physics Letters **21** (1972), 539–541.
- [97] N. A. BRILLIANT. Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier. J. Opt. Soc. Am. B **19** (2002), 2551–2557.
- [98] E. HECHT. Optik. 4. Aufl. Oldenbourg Verlag München Wien 2005.
- [99] G. D. BOYD und D. A. KLEINMAN. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. Journal of Applied Physics **39** (1968), 3597–3639.
- [100] R. W. BOYD. Nonlinear Optics. Academic Press 1992.
- [101] R. DREVER, J. HALL, F. KOWALSKI, J. HOUGH, G. FORD, A. MUNLEY und H. WARD. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. Applied Physics B **31** (1983), 97–105.
- [102] E. D. BLACK. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. American Journal of Physics **69** (2001), 79–87.
- [103] A. ASHKIN, G. BOYD und J. DZIEDZIC. Resonant optical second harmonic generation and mixing. IEEE Journal of Quantum Electronics **2** (1966), 109–124.
- [104] M. SCHEID. Einfluss der  $6^1\text{S}$ - $6^3\text{P}$  Resonanz auf die Lyman- $\alpha$  Erzeugung in Quecksilber. Dissertation. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2009.
- [105] D. A. KLEINMAN, A. ASHKIN und G. D. BOYD. Second-Harmonic Generation of Light by Focused Laser Beams. Phys. Rev. **145** (1966), 338–379.
- [106] M. SCHEID, F. MARKERT, J. WALZ, J. WANG, M. KIRCHNER und T. W. HÄNSCH. 750 mW continuous-wave solid-state deep ultraviolet laser source at the 253.7 nm transition in mercury. Opt. Lett. **32** (2007), 955–957.
- [107] K. KONDO, M. OKA, H. WADA, T. FUKUI, N. UMEZU, K. TATSUKI und S. KUBOTA. Demonstration of long-term reliability of a 266-nm, continuous-wave, frequency-quadrupled solid-state laser using  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. Opt. Lett. **23** (1998), 195–197.
- [108] J. ULLMANN. Laserstrahlführung und -stabilisierung zur Spektroskopie von gespeicherten, relativistischen und gekühlten hochgeladenen Ionen. Masterarbeit. Fachhochschule Jena, 2013.
- [109] T. STACE, A. N. LUITEN und R. P. KOVACICH. Laser offset-frequency locking using a frequency-to-voltage converter. Measurement Science and Technology **9** (1998), 1635.
- [110] W. WEN, D. WINTERS, T. BECK, B. REIN, T. WALTHER, S. TICHELMANN, G. BIRKL, R. SANCHEZ-ALARCON, J. ULLMANN, M. LOCHMANN, W. NÖRTERSHÄUSER, C. CLARK, C. KOZHUHAROV, T. KÜHL, S. SANJARI, Y. LITVINOV, T. GIACOMINI, M. STECK, C. DIMOPOULOU, F. NOLDEN, T. STÖHLKER, J. YANG, D. ZHANG, X. MA, M. SELTMANN, M. SIEBOLD, U. SCHRAMM und M. BUSSMANN. Laser cooling of stored relativistic ion beams with large momentum spreads using a laser system with a wide scanning range. Journal of Physics: Conference Series **488** (2014), 122005.

- 
- [111] S. HOFMANN und G. MÜNZENBERG. The discovery of the heaviest elements. *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000), 733–767.
  - [112] U. AMALDI und G. KRAFT. Radiotherapy with beams of carbon ions. *Reports on Progress in Physics* **68** (2005), 1861.
  - [113] W. WEN. Persönliche Kommunikation.
  - [114] W. SCHOTTKY. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. *Annalen der Physik* **362** (1918), 541–567.
  - [115] J. BORER, P. BRAMHAM, H. HERWARD, K. HUEBNER, W. SCHNELL und L. THORND AHL. Non-destructive diagnostics of coasting beams with schottky noise (1974). Ninth international conference on high energy accelerators, Stanford, 2-7 May 1974. Proceedings, Springfield, Nat. Tech. Inf. Serv., 740522, p. 53056.
  - [116] S. van der MEER. Diagnostics with schottky noise. In: *Frontiers of Particle Beams; Observation, Diagnosis and Correction*. Hrsg. von M. MONTH und S. TURNER. Bd. 343. *Lecture Notes in Physics*. Springer Berlin Heidelberg 1989, 423–433.
  - [117] D. BOUSSARD. Schottky noise and beam transfer function diagnostics. Proceedings: Cern Accelerator School - Accelerator Physics (1989). Evangelisches Johannesstift, Berlin, 14.-25. September 1987, 749–782.
  - [118] J. S. HANGST, A. LABRADOR, V. LEBEDEV, N. MADSEN, J. S. NIELSEN, O. POULSEN, P. SHI und J. P. SCHIFFER. Anomalous Schottky Signals from a Laser-Cooled Ion Beam. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995), 86–89.
  - [119] B. SCHLITT, K. BECKERT, T. BEHA, H. EICKHOFF, B. FRANZKE, H. GEISSEL, H. IRNICH, H. JUNG, T. KERSCHER, O. KLEPPER, K. LÖBNER, G. MÜNZENBERG, F. NOLDEN, Y. NOVIKOV, T. RADON, H. REICH, A. SCHWINN, M. STECK, K. SÜMMERER, T. WINKLER und H. WOLLNIK. Schottky mass spectrometry at the heavy ion storage ring ESR. *Hyperfine Interactions* **99** (1996), 117–125.
  - [120] F. NOLDEN, P. HÜLSMANN, Y. LITVINOV, P. MORITZ, C. PESCHKE, P. PETRI, M. SANJARI, M. STECK, H. WEICK, J. WU, Y. ZANG, S. ZHANG und T. ZHAO. A fast and sensitive resonant Schottky pick-up for heavy ion storage rings. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **659** (2011), 69–77.
  - [121] U. SCHAAF. Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionen-Speicherring ESR. Dissertation. Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 1991.
  - [122] M. BUSSMANN. Persönliche Kommunikation.
  - [123] M. BUSSMANN, U. SCHRAMM, D. HABS, M. STECK, T. KÜHL, K. BECKERT, P. BELLER, B. FRANZKE, W. NÖRTERSHÄUSER, C. GEPPERT, C. NOVOTNY, J. KLUGE, F. NOLDEN, T. STÖHLKER, C. KOZHUHAROV, S. REINHARDT, G. SAATHOFF und S. KARPUK. The dynamics of bunched laser-cooled ion beams at relativistic energies. *Journal of Physics: Conference Series* **88** (2007), 012043.

- [124] W. WEI-QIANG, M. XIN-WEN, Z. DA-CHENG, Z. XIAO-LONG, M. LING-JIE, L. JIE, L. HUI-PING, Z. DONG-MEI, W. ZHI-SHUAI, M. RUI-SHI, Z. TIE-CHENG, W. JUN-XIA, M. XIAO-MING, Y. TAI-LAI, L. GUO-HONG, Y. XIAO-DONG, L. YONG, Y. JIAN-CHENG, Y. YOU-JIN, X. JIA-WEN, X. HU-SHAN, X. GUO-QING und Z. HONG-WEI. Longitudinal Schottky spectra of a bunched  $\text{Ne}^{10+}$  ion beam at the CSRe. *Chinese Physics C* **37** (2013), 107005.
- [125] F. NOLDEN, D. BÖHNE, W. BOURGEOIS, B. FRANZKE, M. STECK und A. SCHWINN. ESR stochastic precooling. *Nuclear Physics A* **626** (1997). Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, 491–494.
- [126] B. REIN. In Vorbereitung. Dissertation. TU Darmstadt, 2015.
- [127] V. TIWARI, S. SINGH, S. MISHRA, H. RAWAT und S. MEHENDALE. Laser frequency stabilization using Doppler-free bi-polarization spectroscopy. *Optics Communications* **263** (2006), 249–255.
- [128] W. DEMTRÖDER. Laserspektroskopie. 5. Aufl. Springer Verlag Berlin Heidelberg 2007.
- [129] G. D. MILLER, R. G. BATCHKO, W. M. TULLOCH, D. R. WEISE, M. M. FEJER und R. L. BYER. 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.* **22** (1997), 1834–1836.
- [130] T. SUHARA und M. FUJIMURA. Waveguide Nonlinear-Optic Devices. Springer Verlag Berlin Heidelberg 2003.
- [131] O. GAYER, Z. SACKS, E. GALUN und A. ARIE. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric  $\text{LiNbO}_3$ . *Applied Physics B* **91** (2008), 343–348.
- [132] Y. K. YAP, T. INOUE, H. SAKAI, Y. KAGEBAYASHI, Y. MORI, T. SASAKI, K. DEKI und M. HORIGUCHI. Long-term operation of  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  at elevated crystal temperature. *Opt. Lett.* **23** (1998), 34–36.
- [133] R. ONO, T. KAMIMURA, S. FUKUMOTO, Y. YAP, M. YOSHIMURA, Y. MORI, T. SASAKI und K. YOSHIDA. Effect of crystallinity on the bulk laser damage and UV absorption of CLBO crystals. *Journal of Crystal Growth* **237–239, Part 1** (2002). The thirteenth international conference on Crystal Growth in conjunction with the eleventh international conference on Vapor Growth and Epitaxy, 645–648.
- [134] J. SAKUMA, Y. ASAKAWA und M. OBARA. Generation of 5-W deep-UV continuous-wave radiation at 266 nm by an external cavity with a  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  crystal. *Opt. Lett.* **29** (2004), 92–94.
- [135] P. F. MOULTON. Spectroscopic and laser characteristics of  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ . *J. Opt. Soc. Am. B* **3** (1986), 125–133.
- [136] J. M. EGGLESTON, L. G. DESHAZER und K. W. KANGAS. Characteristics and kinetics of laser-pumped  $\text{Ti:sapphire}$  oscillators. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24** (1988), 1009–1015.



- 
- [137] E. S. FRY, M. D. LUKIN, T. WALTHER und G. R. WELCH. Four-level atomic coherence and cw VUV lasers. *Optics Communications* **179** (2000), 499–504.
- [138] R. CALABRESE, V. GUIDI, P. LENISA, R. GRIMM, H.-J. MIESNER, E. MARIOTTI und L. MOI. White-light laser cooling of ions in a storage ring. *Hyperfine Interactions* **99** (1996), 259–265.
- [139] S. N. ATUTOV, R. CALABRESE, R. GRIMM, V. GUIDI, I. LAUER, P. LENISA, V. LUGER, E. MARIOTTI, L. MOI, A. PETERS, U. SCHRAMM und M. STÖSSEL. “White-light” Laser Cooling of a Fast Stored Ion Beam. *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998), 2129–2132.
- [140] Y. YUAN, J. YANG, J. XIA, P. YUAN, W. QIAO, D. GAO, G. XIAO, H. ZHAO, H. XU, M. SONG, X. YANG, X. CAI, L. MA, X. YANG, K. MAN, Y. HE, Z. ZHOU, J. ZHANG, Z. XU, Y. LIU, R. MAO, W. ZHANG, D. XIE, L. SUN, Y. YANG, D. YIN, P. LI, J. LI, J. SHI, W. CHAI, B. WEI und W. ZHAN. Status of the HIRFL–CSR complex. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317, Part B** (2013). XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2–7, 2012 at Matsue, Japan, 214–217.



# Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

## Artikel in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *All-solid-state based laser system for spectroscopy*, Optics Letters, to be submitted, 2015

## Beiträge zu internationalen Tagungen

- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *Laser System for Laser Cooling Relativistic Ion Beams and Dipole Traps*, 22nd International Conference on Atomic Physics, Cairns (2010)
- T. Führer, T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *Novel ECDL and Fiber Amplifier Techniques for Spectroscopy and other Applications*, French-German Research: 50 Years in the light of the Laser, Berlin (2010)
- D. Winters, C. Clark, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, T. Kuehl, Y. Litvinov, M. Lochmann, W. Noertershaeuser, F. Nolden, R. Marcelo, S. Alarcon, S. Sanjari, M. Steck, T. Stoehlker, J. Ullmann, M. Siebold, M. Bussmann, U. Schramm, M. Seltmann, X. Ma, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, Th. Walther, *Broadband laser cooling of relativistic C<sup>3+</sup> ions at the ESR*, COOL'13 Murren, Switzerland (2013)
- W. Wen, D. Winters, T. Beck, B. Rein, T. Walther, S. Tichelmann, G. Birkel, R. Sanchez-Alarcon, J. Ullmann, M. Lochmann, W. Nörtershäuser, C. Clark, C. Kozhuharov, T. Kühl, S. Sanjari, Y. Litvinov, T. Giacomini, M. Steck, C. Dimopoulou, F. Nolden, T. Stöhlker, J. Yang, D. Zhang, X. Ma, M. Seltmann, M. Siebold, U. Schramm, M. Bussmann, *Laser cooling of stored relativistic ion beams with large momentum spreads using a laser system with a wide detuning range*, International Conference On Photonic, Electronic and Atomic Collision, Lanzhou, China (2013)
- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *An all-solid-state Argon ion laser replacement* CLEO:2013 JTh2A.66, Optical Society of America, San Jose, California (2013)
- M. Bussmann, M. Löser, M. Seltmann, M. Siebold, U. Schramm, D. Winters, C. Kozhuharov, S. Sanjari, Y. Litvinov, T. Giacomini, M. Steck, C. Dimopoulou, F. Nolden, T. Stöhlker, T. Beck, B. Rein, Th. Walther, S. Tichelmann, G. Birkel, R. Sanchez-Alarcon, J. Ullmann, M. Lochmann, W. Nörtershäuser, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, X. Ma *Laser cooling of hot, relativistic ion beams - experiments at ESR and beyond*, HCI'14 - 17th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, San Carlos de Bariloche, Argentina (2014)

- D. Winters, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, T. Kühl, Y. Litvinov, M. Lochmann, W. Nörtershäuser, F. Nolden, R. Sanchez, S. Sanjari, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, Th. Walther, X. Ma, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, M. Löser, U. Schramm, M. Seltmann, M. Siebold, M. Bussmann, *Laser cooling of hot, relativistic ion beams at FAIR*, STOR1'14 - 9th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, St. Goar (2014)
- T. Kuehl, Th. Stöhlker, D. Winters, R. Sanchez, V. Bagnoud, U. Eisenbarth, F. Gaertner, S. Götze, S. Hagmann, J. Kluge, Y. Litvinov, P. Neumayer, W. Quint, B. Zielbauer, W. Nörtershäuser, G. Birkel, T. Beck, Ch. Geppert, Th. Walther, B. Landgraf, J. Rothhardt, Ch. Spielmann, J. Ullmann, A. Tünnemann, M. Bussmann, U. Schramm, M. Siebold, X. Ma, W. Wen, H. Zhao, R. Hutton, Y. Zou, V. Stancalie, D. Ursescu, H. Backe, G. Huber, V. Hannen, Ch. Weinheimer, D. Vernhet, P. Indelicato, B. Aurand, D. Prasuhn, R. Schuch, A. Georgiadis, D. Segal, R. Thompson, N. Mason, Z. Harman, G. Saathoff, J. Gillaspay, A. Dax, J. Seres, J. Biegert, T. Mohamed, S. Namba, *Laser spectroscopy of lithium-like ions at HESR*, STOR1'14 - 9th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, St. Goar (2014)

#### Beiträge zu nationalen Tagungen\*

- T. Beck, A. Bertz, Th. Walther, *Nachweis von Quecksilber in einer MOT mittels eines Zwei-Photonen-Ionisationsprozesses*, DPG Verhandlungen Q 29.12, Hamburg (2009)
- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *A new laser system for ion beam cooling at the ESR*, Physics Prospects at the ESR and HITRAP, Eisenach (2010)
- T. Beck, A. Bertz, Th. Walther, *Detektor zum Nachweis von Hg für ein EPR-Experiment*, DPG Verhandlungen Q 55.77, Hannover (2010)
- B. Rein, T. Beck, Th. Walther, *Faserverstärker basierter Ar<sup>+</sup>-Lasersersatz*, DPG Verhandlungen Q 21.73, Hannover (2010)
- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *Faserverstärker basierter Ar-Ionen Laser Ersatz*, DPG Verhandlungen Q 21.7, Dresden (2011)
- B. Rein, T. Beck, Th. Walther, *Faserverstärker basierter Ersatz für einen Ar<sup>+</sup> Laser*, DPG Verhandlungen Q 15.40, Dresden (2011)
- D. Rieländer, T. Beck, M. Sinther, Th. Walther, *UV-Strahlquelle mittels Frequenzvervielfachung eines Faserverstärkers*, DPG Verhandlungen Q 42.5, Dresden (2011)
- M. Bussmann, F. Kroll, M. Löser, M. Siebold, U. Schramm, W. Wen, D. Winters, T. Beck, B. Rein, Th. Walther, G. Birkel, W. Nörtershäuser, T. Kühl, C. Novotny, C. Kozhuharov, C. Geppert, M. Steck, C. Dimopoulou, F. Nolden, X. Ma, T. Stöhlker, *Overview of laser cooling relativistic C<sup>3+</sup> ion beams at ESR*, DPG Verhandlungen Q 27.4, Dresden (2011)

- 
- T. Beck, Th. Walther, *Ersatz für Ar<sup>+</sup> Laser basierend auf einem Yb-Faserverstärker*, DPG Verhandlungen Q 54.91, Stuttgart (2012)
  - M. Bussmann, U. Stühr, M. Siebold, U. Schramm, D. Winters, T. Kühl, C. Kozhuharov, C. Dimopoulou, F. Nolden, M. Steck, C. Geppert, R. Sanchez, W. Nörstershäuser, T. Stöhlker, T. Beck, Th. Walther, S. Tichelmann, G. Birkel, W. Wen, X. Ma, *Laser Cooling and Optical Diagnostics for Relativistic Ion Beams*, DPG Verhandlungen A 50.2, Stuttgart (2012)
  - M. Bussmann, M. Seltmann, M. Siebold, U. Schramm, W. Wen, D. Winters, T. Beck, B. Rein, Th. Walther, S. Tichelmann, G. Birkel, R. Sanchez-Alarcon, J. Ullmann, M. Lochmann, W. Nörstershäuser, C. Clark, C. Kozhuharov, M. Steck, C. Dimopoulou, F. Nolden, D. Zhang, X. Ma, T. Stöhlker, S. Sanjari, T. Giacomini, J. Yang, *Broadband Lasercooling of Relativistic Ion Beams at ESR*, DPG Verhandlungen KH 83.3, Dresden (2013)
  - T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *Vollständig festkörperbasierter Ar<sup>+</sup>-Lasersersatz*, DPG Verhandlungen Q 43.5, Hannover (2013)
  - D. Winters, C. Clark, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, T. Kühl, M. Lochmann, W. Nörstershäuser, F. Nolden, R. Sanchez, S. Sanjari, M. Steck, T. Stöhlker, J. Ullmann, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, Th. Walther, X. Ma, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, U. Schramm, M. Seltmann, M. Siebold, M. Bussmann, *Broadband lasercooling of relativistic ions at the ESR*, DPG Verhandlungen A 10.6, Hannover (2013)
  - J. Baaz, T. Beck, Th. Walther, *Pulsed picosecond fiber amplifier at 1030 nm*, DPG Verhandlungen Q30.41, Berlin (2014)
  - M. Bussmann, D. Winters, W. Wen, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, T. Kühl, Y. Litvinov, M. Lochmann, W. Nörstershäuser, F. Nolden, R. Sánchez, S. Sanjari, M. Steck, T. Stöhlker, J. Ullmann, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, Th. Walther, X. Ma, D. Zhang, M. Löser, M. Seltmann, M. Siebold, U. Schramm, *Cooling Relativistic Ion Beams of initially large Momentum Spread with a fast scanning cw Laser System*, DPG Verhandlungen A46.5, Berlin (2014)
  - M. Bussmann, D. Winters, W. Wen, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, T. Kühl, Y. Litvinov, M. Lochmann, W. Nörstershäuser, F. Nolden, R. Sánchez, S. Sanjari, M. Steck, T. Stöhlker, J. Ullmann, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, Th. Walther, X. Ma, D. Zhang, M. Löser, M. Seltmann, M. Siebold, U. Schramm, *Gruppenbericht: Laser Cooling of Relativistic Ion Beams with Large Momentum Spreads*, DPG Verhandlungen BE 1.1, Dresden (2014)

## Weitere Veröffentlichungen

- M. Bussmann, U. Stühr, M. Siebold, U. Schramm, C. Geppert, M. Lochmann, W. Nörstershäuser, R. Sanchez, C. Dimopoulou, F. Nolden, M. Steck, C. Kozhuharov, T. Kühl,

T. Stöhlker, D. Winters, S. Tichelmann, G. Birkel, T. Beck, Th. Walther, X. Ma, W. Wen, *New diagnostics for laser cooling at the ESR*, GSI Annual Report, 2011

- T. Beck, B. Rein, Th. Walther, *An all solid-state based laser system for laser cooling of relativistic ion beams*, GSI Annual Report, 2013
- D. Winters, C. Clark, C. Dimopoulou, T. Giacomini, C. Kozhuharov, Th. Kühl, Yu.A. Litvinov, M. Lochmann, W. Nörtershäuser, F. Nolden, R. Sanchez, S. Sanjari, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, T. Beck, G. Birkel, B. Rein, S. Tichelmann, T. Walther, X. Ma, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, U. Schramm, M. Seltmann, M. Siebold, M. Bussmann, *Laser cooling of stored relativistic  $C^{3+}$  ions at the ESR*, GSI Annual Report, 2013

\*Vorträge bzw. Poster wurden vom jeweiligen Erstautor gehalten bzw. präsentiert.

# Liste betreuter Bachelor- und Masterarbeiten

## D.1 Master- und Diplomarbeiten

Benjamin Rein,  
Faserverstärker basierter  $\text{Ar}^+$ -Lasersersatz zur Ionenstrahlkühlung,  
Masterthesis, September 2010, TU Darmstadt

Jochen Baaz,  
Gepulster Pikosekunden Faserverstärker zur Kühlung relativistischer Schwerionen,  
Diplomarbeit, August 2014, TU Darmstadt

## D.2 Bachelorarbeiten

Oleg Nikiforov,  
Stabilisierung eines ECDL,  
Bachelorthesis, September 2011, TU Darmstadt

Merlin Becker,  
Offset-Locking eines ECDL,  
Bachelorthesis, Mai 2012, TU Darmstadt

Dominik Lohrey,  
Bau eines Überhöhungsresonators zur Frequenzverdopplung,  
Bachelorthesis, August 2012, TU Darmstadt

Tobias Eggert,  
Seedquelle für einen Picosekunden-Faserverstärker,  
Bachelorthesis, Juli 2013, TU Darmstadt

Fabian Sörensen,  
Aufbau einer Seed-Quelle und eines Faservorverstärkers zur gepulsten Laserkühlung von Ionenstrahlen,  
Bachelorthesis, Oktober 2013, TU Darmstadt





# Lebenslauf

Aus Gründen des Datenschutzes wird in dieser Version der Dissertation auf den Lebenslauf des Autors verzichtet.